ORSAY
Série A
N° d'ordre
902

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre CARLOS

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE PAR MESURE DES SECTIONS EFFICACES PHOTONEUTRONIQUES

Soutenue le 1 mars 1972, devant la Commission d'Examen

Mme	N.	MARTY	Président
MM.	A.	MESSIAH	Examinateurs
	R.	JOLY	
	C.	TZARA	
	R.	BERGERE	

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

(Centre d'Orsay)

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Pierre CARLOS

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE PAR MESURE DES SECTIONS EFFICACES PHOTONEUTRONIQUES

Thèse soutenue le 1er Mars 1972 devant la Commission d'Examen

Mme	N. MARTY	Président
MM.	A. MESSIAH	
	R. JOLY	Examinateurs
	C. TZARA	
	R. BERGERE	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je tiens d'abord à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur A. Messiah, Chef du Département de Physique Nucléaire, qui a bien voulu accepter de diriger cette thèse et à Madame N. Marty, Professeur à la Faculté des Sciences d'Orsay, pour tout l'intérêt qu'elle a porté à ce travail.

Cette étude a été effectuée auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 65 MeV du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et a été rendue possible grâce à l'autorisation initiale et aux encouragements de Monsieur R. Joly, Chef du Service de la Métrologie et de la Physique Neutronique Fondamentales. Les résultats expérimentaux présentés ici ont été obtenus grâce à l'utilisation d'un monochromateur de photons dont l'idée originale revient à Monsieur C. Tzara, Chef du Service de Physique Nucléaire à Haute Energie. Que Monsieur R. Joly et Monsieur C. Tzara, ainsi que ses collaborateurs, veuillent bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Ces expériences ont été réalisées au sein du groupe d'étude des réactions photonucléaires dirigé par Monsieur R. Bergère dont le rôle a été prépondérant et l'aide précieuse tant du point de vue technique que pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Qu'il trouve ici l'expression de mon amicale reconnaissance.

Comme tout travail de physique expérimentale, cette étude a été rendue possible grâce à l'appui constant d'une équipe. Je tiens à insister sur l'aide constante et efficace que j'ai reçue, en particulier de Monsieur A. Veyssière, qui est à l'origine de la mise en place du contrôle automatique de nos expériences,

ainsi que de Messieurs H. Beil et A. Leprêtre. Je dois citer aussi Messieurs P. Daujat et P. Garganne qui ont réalisé l'ensemble des montages expérimentaux.

Je veux également souligner l'aide précieuse que j'ai rencontrée auprès de Monsieur M. Gaudin et de Monsieur V. Gillet qui m'ont facilité la compréhension des différents problèmes théoriques.

Je remercie Monsieur S. Roland du soin avec lequel il a su faire fonctionner et améliorer l'accélérateur linéaire.

Enfin je suis infiniment reconnaissant à Madame P. Gugenberger et à Madame D. Patron d'avoir bien voulu assurer avec efficacité la présentation et la publication de ce travail.

T A B L E D E S M A T I E R E S

INTRODUCTION 1

Chapitre I - ETUDE EXPERIMENTALE DES PROPRIETES DE LA RESONANCE GEANTE 5

I.1. PRODUCTION DE PHOTONS PAR EXCITATIONS NUCLEAIRES 6

I.1.1. Les radioéléments naturels et artificiels 6

I.1.2. Production de photons dans les réactions nucléaires 6

I.2. PRODUCTION DE PHOTONS PAR RAYONNEMENT DE FREINAGE 8

I.2.1. Le rayonnement de freinage 8

I.2.2. Sélection dans le spectre de freinage d'une raie de photons 11

I.3. AUTRES METHODES D'ETUDE DES PROPRIETES DE LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE 12

I.4. L'ANNIHILATION EN VOL DE POSITONS. LE FAISCEAU DE PHOTONS MONOCHROMATIQUES DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 65 MeV DE SACLAY 14

I.4.1. Principe 14

I.4.2. Le faisceau de photons monochromatiques de Saclay 15

I.4.2.a) Description 15

I.4.2.b) Etalonnage en énergie du monochromateur 19

I.4.2.c) Détermination de l'intensité de la raie de photons 19

I.4.2.d) Largeur de la raie monochromatique de photons 21

I.5. L'ENSEMBLE DE DETECTION DE NEUTRONS 23

I.5.1. Caractéristiques du détecteur 23

I.5.2. Le bruit de fond 24

I.5.3. Analyse des résultats 25

Figures du Chapitre I 29

Chapitre II - L'INTERACTION ELECTROMAGNETIQUE ET LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE 41

II.1. LE CHAMP DE PHOTONS LIBRES [40] 42

II.1.1. Les équations du champ 42

II.1.2. Hamiltonien du rayonnement libre. Quantification du champ 44

II.1.3. Développement multipolaire 50

II.2. LE CHAMP DE PHOTONS ET LE NOYAU : L'HAMILTONIEN D'INTERACTION [40] 52

II.2.1. Fonction de Hamilton d'une particule chargée dans un champ électromagnétique $(\vec{A}, \phi)$ 52

II.2.2. Hamiltonien du système formé par le noyau et le champ de photons .. 53

II.3. ABSORPTION D'UN PHOTON PAR UN NOYAU 55

L'élement de matrice de transition. Le théorème de Siegert [41] 56

II.4. CARACTERE DIPOLAIRE ELECTRIQUE DE LA RESONANCE GEANTE - LES REGLES DE SOMME 59

II.4.1. Section efficace d'absorption dipolaire 59

II.4.2. La règle de somme dipolaire de Thomas, Reiche et Kühn (T.R.K.) [41,42] 61

II.4.3. Règle de somme de Gell-Mann, Goldberger et Thirring (G.G.T) [43] *Caractère dipolaire électrique de la résonance géante* 64

II.4.4. La section efficace intégrée σ_{-1} [45-50] 65

Chapitre III - LA RESONANCE GEANTE ET LES MODELES COLLECTIFS 67

III.1. LES MODELES COLLECTIFS DITS "STATIQUES" 68

III.1.1. Prévisions théoriques 68

III.1.2. Résultats expérimentaux 74

III.1.2.a) Détermination des raies de Lorentz 75

III.1.2.b) Détermination du paramètre de déformation β_o et du moment quadrupolaire intrinsèque Q_o de $^{127}_{53}I$, $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$, ^{71}Lu et ^{73}Ta 76

III.1.2.c) Détermination des paramètres α et K du modèle collectif 77

III.2. LE MODELE COLLECTIF DYNAMIQUE 78

III.2.1. Prévisions théoriques 78

III.2.2. Résultats expérimentaux 83

III.2.2.a) Etude de la résonance géante des noyaux ^{56}Ba, $^{139}_{57}La$, ^{58}Ce et $^{141}_{59}Pr$ (91) 85

III.2.2.b) Etude de la résonance géante des noyaux ^{142}Nd, ^{143}Nd, ^{144}Nd, ^{145}Nd, ^{146}Nd, ^{148}Nd et ^{150}Nd (92) 89

III.2.3. Le mode de vibration quadrupolaire 95

III.3. LES VOIES DE SORTIE : COMPETITION ENTRE LES REACTIONS (γ,n) *ET* $(\gamma,2n)$ 97

III.4. CONCLUSION 102

Tableaux du Chapitre III 105

Figures du Chapitre III 116

Chapitre IV - LA RESONANCE GEANTE ET LE MODELE MICROSCOPIQUE 143

IV.1. THEORIE MICROSCOPIQUE DEPENDANT DU TEMPS 145

IV.1.1. Définitions 145

IV.1.2. Oscillation self-consistante du potentiel de Hartree-Fock 148

IV.1.2.a) Un modèle local des vibrations nucléaires 151

IV.1.2.b) Les équations R.P.A. des vibrations nucléaires 155

IV.2. LE MODELE PARTICULE-TROU DES EXCITATIONS NUCLEAIRES 157

IV.3. LE DEDOUBLEMENT ISOBARIQUE DE LA RESONANCE GEANTE 166

IV.4. RESULTATS EXPERIMENTAUX 171

IV.4.1. La résonance géante de $^{208}_{82}Pb$ 171

IV.4.2. La résonance géante des noyaux $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $^{141}_{59}Pr$ *et* $^{142}_{60}Nd$ *(91-92)* 177

IV.4.3. Les états dipolaires des noyaux à nombre de neutrons N voisin de $50^{(167)}$ 180

IV.4.3.a) Résultats des mesures des sections efficaces photoneutroniques des noyaux $_{37}Rb$, $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nb$ 180

IV.4.3.b) Le modèle particule-trou et les états dipolaires des noyaux $_{37}Rb$, $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nb$ 182

IV.5. CONCLUSION 190

Tableaux du chapitre IV 193

Figures du chapitre IV 202

Chapitre V - LES REGLES DE SOMME 217

V.1. LA REGLE DE SOMME DIPOLAIRE $\sigma_0 = \int \sigma(E)\, dE$ 218

V.2. LA REGLE DE SOMME DIPOLAIRE $\sigma_{-1} = \int E^{-1}\, \sigma(E)\, dE$ 221

V.3. LA SECTION EFFICACE σ_{-2} *ET LA POLARISABILITE NUCLEAIRE* 226

Tableaux du chapitre V 228

Figures du chapitre V 230

CONCLUSION 232

BIBLIOGRAPHIE 235

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550019_0013

INTRODUCTION

Pour préciser l'objet de l'étude qui est présentée ici, examinons les principaux résultats expérimentaux relatifs à l'interaction du noyau avec le champ électromagnétique. Chacun sait que, lorsque l'énergie d'un faisceau de photons, frappant une cible de masse atomique A, contenant N neutrons et Z protons, est très faible, ce rayonnement est diffusé par l'ensemble de la charge nucléaire : c'est la diffusion Thomson.

Lorsque l'énergie croît, il arrive un moment où le photon est absorbé par le noyau cible qui de son état fondamental passe à un état excité. Le premier état excité ne peut se désexciter que vers le niveau fondamental et sa largeur γ_1 est égale à sa largeur totale de radiation Γ_1 ; chaque état excité successif a la possibilité de se désexciter vers tous les états inférieurs et sa largeur totale Γ_k, égale à la somme des largeurs partielles, devient de plus en plus grande. Par l'intermédiaire de Γ_k la section efficace d'absorption σ_k dépend des propriétés de tous les états excités compris entre le niveau fondamental et l'état considéré, mais la section efficace intégrée qui s'écrit :

$$\int \sigma_k \, dE = (\pi \lambda\!\!\!^{-}_k)^2 \frac{2I_k+1}{2I_o+1} \gamma_k$$

ne dépend que de l'énergie du photon à l'énergie de la résonance et de la largeur de radiation γ_k vers l'état fondamental. Dans la relation précédente $\lambda\!\!\!^{-}_k = \lambda_k/2\pi$ est la longueur d'onde réduite du photon à l'énergie de résonance E_k, I_o et I_k sont respectivement les spins du niveau fondamental et du niveau excité considéré.

Lorsque l'énergie dépasse le seuil d'émission de particules, la section efficace d'absorption présente expérimentalement une structure résonnante appelée résonance géante dipolaire. Cette forme de la section efficace d'absorption est un trait commun à tous les noyaux et peut être considérée comme une propriété générale. L'énergie moyenne correspondant à cette absorption se situe entre 13 MeV et 25 MeV : c'est une fonction à variation lente du nombre de masse A. La largeur de cette résonance varie de 3 MeV à 10 MeV selon les noyaux ; elle est la plus faible pour les noyaux à couches fermées.

La section efficace d'absorption intégrée est de l'ordre de grandeur de la règle de somme dipolaire. Si l'on ajoute, à ce résultat expérimental, le fait que les probabilités de transition dipolaire magnétique M1 et quadrupolaire électrique E2 sont beaucoup plus faibles que les probabilités de transition dipolaire électrique E1 (il peut cependant exister, pour un noyau donné, des domaines d'énergie où les transitions M1 et E2 sont prépondérantes), on est conduit à admettre que la résonance géante est due principalement à l'absorption dipolaire électrique E1. Ceci est confirmé par l'étude des distributions angulaires de photons, dans la diffusion élastique [1], et par celle des photoneutrons [2]. Enfin, l'intensité d'absorption photonucléaire dans la région de la résonance géante montre que celle-ci correspond à un fort effet collectif à l'intérieur du noyau.

Pour des énergies de photons incidents supérieures aux énergies de la résonance géante, le mécanisme d'absorption le plus important est l'effet quasideutéron, qui est lui aussi un phénomène essentiellement dipolaire

électrique, dans lequel les fortes corrélations à deux corps du noyau sont mises en jeu.

Nous nous proposons, dans ce qui suit, d'exposer les résultats d'une étude de la résonance géante dipolaire sur les noyaux moyens et lourds, par l'intermédiaire des mesures des sections efficaces photonucléaires $\sigma(\gamma,xn)$ $(x = 1,2,3,4)$.

Ce choix a été fait en fonction des possibilités expérimentales dont nous disposons. En effet, l'obtention, dans le domaine de la résonance géante, de résultats expérimentaux crédibles est liée à l'utilisation de sources de photons d'énergie bien définie et variable, et d'intensité suffisante. Seul, le développement des accélérateurs linéaires délivrant une forte intensité d'électrons a permis de produire des faisceaux de positons et d'utiliser la raie de photons, relativement monochromatiques, qui résulte de leur annihilation en vol. Un tel outil s'avère à la fois souple et précis, et n'est limité dans notre cas qu'à l'intensité du flux de positons utilisables. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes orientés vers la mesure des sections efficaces photoneutroniques qui sont prépondérantes pour les noyaux moyens et lourds ; de plus, la valeur élevée de la section efficace photoneutronique et la possibilité d'utiliser des cibles épaisses compensaient la faible intensité du faisceau de photons incident.

Nous décrirons donc d'abord le dispositif expérimental employé à Saclay auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 65 MeV, après avoir énuméré les différentes sources de photons utilisées pour l'étude de l'interaction entre le champ de photons et le noyau, et les diverses méthodes associées.

Nous rappellerons ensuite les résultats théoriques, relatifs aux réactions photonucléaires, qui sont valables pour tous les modèles nucléaires.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les lignes principales des

calculs relatifs aux modèles collectifs de la résonance géante. Nous montrerons et discuterons les résultats obtenus sur les noyaux suivants : $_{50}^{}Sn$, $_{53}^{127}I$, $_{56}^{}Ba$, $_{57}^{139}La$, $_{58}^{}Ce$, $_{59}^{141}Pr$, $_{62}^{}Sm$, $_{65}^{159}Tb$, $_{67}^{165}Ho$, $_{68}^{}Er$, $_{71}^{}Lu$, $_{73}^{}Ta$ et $_{79}^{197}Au$ et sur les isotopes de masse 142, 143, 144, 145, 146, 148, 150 du néodyme.

Au chapitre suivant, nous rappellerons les travaux théoriques relatifs à la description particule-trou de la résonance géante. Nous présenterons et nous discuterons les résultats obtenus sur le noyau $_{82}^{208}Pb$ et sur les noyaux $_{37}^{}Rb$, $_{38}^{}Sr$, $_{39}^{89}Y$, $_{40}^{90}Zr$ et $_{41}^{93}Nb$ pour lesquels nous nous intéresserons en particulier au dédoublement isobarique des états dipolaires.

Enfin, nous exposerons brièvement nos résultats relatifs aux différentes règles de somme dipolaire.

Chapitre I

ETUDE EXPERIMENTALE DES PROPRIETES DE LA RESONANCE GEANTE

Les réactions photonucléaires sont un moyen d'étude du noyau par l'intermédiaire de son interaction avec le champ électromagnétique. Elles ont l'avantage, sur les réactions induites par des nucléons, que l'hamiltonien d'interaction photon-noyau est bien connu. Aussi les physiciens ont-ils cherché à en bénéficier et à cette fin ils ont utilisé diverses sources de photons.

Celles-ci se répartissent en deux classes principales : les faisceaux de photons produits dans les excitations nucléaires et ceux produits dans les processus électromagnétiques. Les deux premiers paragraphes seront respectivement consacrés à une brève description de la production de photons par excitations nucléaires et par rayonnement de freinage. Dans le troisième paragraphe, nous signalerons l'existence de méthodes différentes utilisées pour la détermination des éléments de matrice dipolaires.La fin du chapitre traitera plus

spécialement du dispositif expérimental, installé auprès de l'Accélérateur Linéaire d'Electrons de 65 MeV du CEN-Saclay, qui utilise l'annihilation en vol de positons pour l'obtention d'un faisceau de photons quasi-monochromatiques d'énergie variable et un scintillateur liquide de grandes dimensions pour les mesures des sections efficaces de réaction (γ,xn).

I.1. PRODUCTION DE PHOTONS PAR EXCITATIONS NUCLEAIRES

I.1.1. Les radioéléments naturels et artificiels. Nous nous contentons de signaler cette source de photons, uniquement pour mémoire, car elle est abandonnée à l'heure actuelle pour l'étude de l'interaction des photons et des noyaux. Cependant, les premières mises en évidence de photodésintégration furent obtenues en utilisant la raie de 2,615 MeV de $^{208}_{82}Pb$, émise dans la désintégration du thorium C' ; Chadwick et Goldhaber [3] étudièrent la réaction $^{2}_{1}D(\gamma,n)^{1}_{1}H$ et Chalmers [4] la réaction $^{9}_{4}Be(\gamma,n)\ ^{8}_{4}Be(2\alpha)$, dont les seuils sont respectivement 2,223 MeV et 1,665 MeV.

I.1.2. Production de photons dans les réactions nucléaires. Cette source de photons est généralement produite par la capture de protons ou de neutrons dans une cible appropriée. Il en résulte que les photons utilisés ont une énergie bien définie , la résolution en énergie du faisceau étant déterminée par l'épaisseur de la cible ou par l'effet Doppler.

Trois principales réactions nucléaires de capture protonique ont été utilisées pour l'étude des réactions photonucléaires, ce sont les réactions $^{19}_{9}F(p,\alpha\gamma)^{16}_{8}O$, $^{7}_{3}Li(p,\gamma)^{8}_{4}Be$ et $^{3}_{1}H(p,\gamma)^{4}_{2}He$, dont le tableau I.1 donne les principales propriétés.

La réaction $^{19}_{9}F(p,\alpha\gamma)^{16}_{8}O$ a été utilisée par Reibel et Mann [5] dans une expérience de fluorescence résonnante. Elle produit trois raies γ qui proviennent des états excités de ^{16}O à 6,14 MeV, 6,92 MeV et 7,12 MeV, cette dernière transition étant prépondérante. La largeur en énergie de 130 keV provient du fait qu'une particule α est émise dans la réaction.

Tableau I.1

Caractéristiques des photons de capture protonique

Réaction	Q de la réaction (MeV)	E_γ (MeV)	ΔE (keV)
$^{19}_{9}F(p,\alpha\gamma)^{16}_{8}O$	8,115	6,14 6,92 <u>7,12</u>	130
$^{7}_{3}Li(p,\gamma)^{8}_{4}Be$	17,252	<u>17,6</u> 14,2	12,2
$^{3}_{1}H(p,\gamma)^{4}_{2}He$	19,814	> 20	40

La réaction $^{7}_{3}Li(p,\gamma)^{8}_{4}Be$ est celle qui a été le plus utilisée, en premier lieu par Bothe et Gentner [6]. Elle présente le gros désavantage de donner une très large raie aux environs de 14,2 MeV.

La réaction $^{3}_{1}H(p,\gamma)^{4}_{2}He$ a été en premier utilisée par Stephens, Wolff et Carroll [7] ; c'est une source de photons d'énergie continûment variable, au-dessus de 20 MeV, en fonction de l'énergie du proton incident ; le bruit de fond neutronique de la réaction $^{3}H(p,n)^{3}He$ en limite cependant l'utilisation. La résolution en énergie est déterminée par l'épaisseur de la cible gazeuse.

Les raies γ de capture neutronique ont été utilisées par Donahue [8] et, plus récemment, par Ben-David [9] et Knowles [10] pour l'étude des réactions (γ,n), (γ,γ) et (γ,f) dans une gamme d'énergie pouvant aller jusqu'à 8 MeV environ. Ces sources de photons sont en fait constituées d'un spectre de raies, dont la largeur en énergie, déterminée par l'élargissement dû à l'effet Doppler $\left[\Delta = E_o\left(\frac{2kT}{AMC^2}\right)^{1/2}\right]$ associé au mouvement thermique des atomes de la cible, est de l'ordre de quelques électron-volts. Le tableau I.2 résume les propriétés d'un certain nombre de raies γ de capture neutronique couramment utilisées.

Knowles eut l'idée de convertir le spectre de raies γ de capture neutronique en un spectre continu, en utilisant la diffusion Compton sur un corps

Tableau I.2

Caractéristiques des photons de capture neutronique

Cible de capture	E_γ (MeV)	Nombre de photons/ 100 neutrons capturés
$^{27}_{13}Al$	7,724	16,6
$_{22}Ti$	6,418	36,5
	6,759	54
$^{55}_{25}Mn$	7,058	11,4
	7,243	12
$_{26}Fe$	7,632	27
	7,646	22
$_{28}Ni$	8,999	42
$_{29}Cu$	7,637	14,5
	7,914	28,5
$_{82}Pb$	7,368	95

de nombre atomique Z faible : c'est ainsi qu'un diffuseur en aluminium courbé permet d'obtenir, à partir d'un spectre γ de capture neutronique dans une cible de nickel, un faisceau de photons monochromatiques d'énergie variable entre 5 MeV et 8 MeV, et dont la résolution en énergie est de 1% à 3%. Les sections efficaces de photofission des noyaux $^{238}_{92}U$, $^{235}_{92}U$ et $^{232}_{90}Th$ ont été mesurées à l'aide de ce dispositif expérimental et pour une énergie des photons incidents comprise entre 5 MeV et 8,3 MeV [10].

I.2. PRODUCTION DE PHOTONS PAR RAYONNEMENT DE FREINAGE

I.2.1. Le rayonnement de freinage. Le rayonnement de freinage est la principale source de rayonnement gamma de grande énergie et de grande intensité, qui a été - et est encore - utilisée de façon intensive pour l'étude des réactions photonucléaires. Le faisceau d'électrons d'un synchrotron ou d'un bétatron est

dirigé sur une cible interne, produisant un spectre de rayonnement γ, continu en énergie depuis l'énergie zéro jusqu'à l'énergie de l'électron incident. Aussi, chaque mesure sera-t-elle en réalité une mesure intégrale ; la détermination d'une section efficace se traduit d'abord par la mesure d'une courbe de rendement $Y(E_o)$ où :

$$Y(E_o) = k \int_o^{E_o} \sigma(E)\ P(E,E_o)\ dE\ . \qquad (I.2.1)$$

Dans cette relation :

. $Y(E_o)$ est le résultat de la mesure correspondant à l'énergie E_o du faisceau d'électrons incident.

. $P(E,E_o)$ est le nombre de photons d'énergie E, à dE près, dans le spectre d'énergie maximale E_o.

. $\sigma(E)$ est la section efficace de réaction.

. k est une constante faisant intervenir l'intensité du faisceau d'électrons, les corrections géométriques, l'efficacité du détecteur.

La détermination absolue de $\sigma(E)$ dépend d'abord de la détermination absolue du nombre de réactions induites et du flux du rayonnement de freinage. Spicer [11] d'une part et Bogdankevitch [12] d'autre part ont étudié avec soin ces deux problèmes. Il reste à résoudre l'équation intégrale (I.2.1) et cela exige la connaissance du spectre du rayonnement de freinage. La solution de cette équation a été développée de manière équivalente par Penfold et Leiss [13] et par Cook [14] et nous allons en rappeler le principe.

Chaque point $Y(E_o)$ de la courbe de rendement est mesuré pour une suite d'énergie maximale $E_{oi} = E_{in} + i\Delta$ ($i = 1, 2 \ldots n$), E_{in} étant l'énergie maximale initiale correspondant par exemple à l'énergie de seuil de la réaction étudiée et Δ étant le pas d'accroissement de cette énergie maximale. On fait alors l'hypothèse que, dans chaque intervalle d'énergie du photon $(E_j-\Delta)$, E_j, le spectre $P(E,E_{oi})$ peut être remplacé par une constante P'_{ij}, fonction de E_{oi} et de E_j, définie par :

$$P'_{ij}\ \Delta = \int_{E_j-\Delta}^{E_j} P(E,E_{oi})\ dE\ . \qquad (I.2.2)$$

Cette approximation remplace le vrai spectre de photons par un spectre en marches d'escalier. En ne tenant pas compte de la constante k, que l'on peut toujours faire entrer dans la définition (I.2.2), l'équation (I.2.1) peut se linéariser de la manière suivante :

$$Y(E_{oi}) = \sum_{j=1}^{i} \int_{E_j-\Delta}^{E_j} P'_{ij}\ \sigma(E)\ dE$$

$$= \sum_{j=1}^{i} (P'_{ij}\ \Delta)\ \frac{1}{\Delta} \int_{E_j-\Delta}^{E_j} \sigma(E)\ dE$$

$$= \sum_{j=1}^{i} P_{ij}\ \sigma_j \qquad i = 1,\ 2\ \ldots\ n \qquad (I.2.3)$$

où :

$$\sigma_j = \frac{1}{\Delta} \int_{E_j-\Delta}^{E_j} \sigma(E)\ dE\ , \qquad (I.2.4)$$

$$P_{ij} = P'_{ij}\Delta\ . \qquad (I.2.5)$$

σ_j est la valeur moyenne de $\sigma(E)$ dans l'intervalle d'énergie du photon $E_j-\Delta$, E_j ;

P_{ij} est le nombre de photons du spectre, dans le même intervalle d'énergie, pour une énergie maximale E_{oi}.

L'équation (I.2.3) peut s'écrire plus simplement sous forme matricielle :

$$||Y|| = ||P||\ \ ||\sigma|| \qquad (I.2.6)$$

$||\sigma||$ est une matrice colonne à n lignes, qui a pour éléments σ_i,

$||Y||$ est une matrice colonne à n lignes, qui a pour éléments $Y(E_{oi})$,

$||P||$ est une matrice triangulaire qui a pour éléments P_{ij} ($P_{ij} = 0$ si $j > i$).

On l'appelle la matrice du spectre de freinage. Son inverse $||P^{-1}||$ a été tabulé, et on tire de (I.2.6) le résultat cherché :

$$||\sigma|| = ||P^{-1}|| \cdot ||Y|| \quad . \qquad \text{(I.2.7)}$$

Cette méthode est malheureusement très sensible aux erreurs, même faibles, sur les valeurs mesurées de $Y(E_{oi})$ et sur la forme théorique du spectre de freinage $P(E,E_o)$. Il en résulte de grandes divergences dans les valeurs absolues des sections efficaces photonucléaires et dans la forme des courbes de variation de cette section efficace en fonction de l'énergie. La figure I.1 compare les résultats obtenus par Cook [86] et par Cannington [88] pour la section efficace de réaction $^{141}_{59}Pr(\gamma,n)^{140}_{59}Pr$. Nous reviendrons sur l'étude de cette réaction dans le troisième chapitre, mais nous pouvons déjà constater qu'un réel désaccord apparaît quant à l'existence et à l'importance des structures observées.

I.2.2. Sélection dans le spectre de freinage d'une raie de photons. Pour remédier aux inconvénients de l'utilisation d'un spectre de freinage, plusieurs techniques expérimentales ont été mises au point. Toutes reposent sur le principe de la sélection, dans le spectre de freinage, d'une bande d'énergie suffisamment étroite.

L'utilisation d'un spectromètre de paires [15] ou d'un spectromètre Compton [16] permet d'obtenir des résolutions en énergie de 0,5%. Cette méthode a été utilisée pour la mesure de l'absorption nucléaire et atomique dans la matière.

Le monochromateur de rayonnement de freinage proposé par Goldemberg [17] et utilisé par Axel [18] permet de sélectionner une bande d'énergie dans le

spectre continu de photons. Le faisceau d'électrons d'un bétatron est dévié de son orbite circulaire et tombe sur une cible externe mince. Les électrons associés aux photons créés sont analysés par un spectromètre magnétique et détectés par un détecteur d'électrons. La coïncidence entre la détection d'électrons d'énergie E_e et la détection du produit de la réaction photonucléaire induite par des photons d'énergie E_γ, assure que l'on a :

$$E_e + E_\gamma = E_o \qquad (I.2.8)$$

où E_o est l'énergie du faisceau d'électrons incidents. La connaissance de E_e et de E_o permet la détermination de E_γ. La résolution en énergie de la raie de photons est de l'ordre de 1% ; cette technique est limitée par le taux de coïncidences fortuites.

Enfin, Hayward et Fuller [19] ont utilisé la diffusion résonnante des photons sur le niveau à 15,11 MeV de ^{12}C. La raie diffusée est rigoureusement monochromatique, sa largeur est environ de 60 eV.

I.3. AUTRES METHODES D'ETUDE DES PROPRIETES DE LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE

Les réactions photonucléaires induites par des photons ne constituent pas le seul moyen d'étudier la résonance géante. Les réactions induites par des neutrons ou des particules chargées énergiques, la diffusion inélastique d'électrons et les réactions d'électroproduction sont d'autres méthodes expérimentales permettant d'exciter les états dipolaires de la résonance géante.

La capture radiative de particules énergiques permet l'excitation d'états du noyau formé, dans le domaine d'énergie de la résonance géante dipolaire, dont l'influence sur la section efficace de capture protonique, par exemple, est bien établie [20]. Plusieurs auteurs, parmi lesquels Brown [21] et Clement, Lane et Rook [22], ont expliqué avec succès le comportement général de cette section efficace en supposant la formation d'états dipolaires comme états intermédiaires.

La capture radiative de neutrons a été utilisée par Bergqvist [23] et par Cvelbar [24]. La capture radiative de protons a été utilisée récemment par Mason [25] et Hasinoff [26] pour l'étude du dédoublement isobarique de la résonance géante dipolaire dans les noyaux voisins de la couche N = 50 neutrons. Dans ces expériences, il est nécessaire de mesurer la transition γ, vers le niveau fondamental du noyau formé par capture, ce qui suppose l'emploi de détecteurs à grande efficacité et à grande résolution, d'où un certain nombre de difficultés expérimentales inhérentes à cette technique. Signalons, cependant, la belle expérience de capture radiative de deutons sur $^{14}_{7}N$, réalisée par Suffert [27], et qui a permis de comprendre la structure fine de la résonance géante dipolaire dans $^{16}_{8}O$ [28].

La diffusion inélastique d'électrons, dans le cadre de la première approximation de Born, c'est-à-dire dans l'hypothèse où un seul photon virtuel est échangé entre l'électron et le noyau, et dans les conditions cinématiques telles que, seuls, les facteurs de forme transverses contribuent à la section efficace, permet une comparaison directe entre les réactions électronucléaires et les réactions photonucléaires, en calculant le spectre de photons virtuels associés à l'électron par la méthode de Weizsacker-Williams [29]. Toutefois, les électrons ne peuvent subir de diffusion sans émettre de photons et il faut tenir compte de ce phénomène en appliquant aux résultats expérimentaux bruts des corrections dites "corrections radiatives".

Récemment, la résonance géante de $^{26}_{12}Mg$ (T=1) a été étudiée par Titze [30] à partir du spectre d'électrons diffusés inélastiquement à faible moment de transfert ; les résultats expérimentaux font clairement apparaître un dédoublement de la résonance géante en deux pics larges, centrés respectivement à 17 MeV et à 22 MeV, le dernier étant attribué aux états dipolaires T=2.

Signalons, enfin, les expériences du type (e,e'p) réalisées récemment par Shoda et ses collaborateurs à l'Université de Tohoku [31] dans le but d'étudier

le dédoublement isobarique de la résonance géante dipolaire dans les noyaux de $^{88}_{38}Sr$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{89}_{39}Y$ et sur lesquelles nous reviendrons dans le chapitre IV.

I.4. L'ANNIHILATION EN VOL DE POSITONS. LE FAISCEAU DE PHOTONS MONOCHROMATIQUES DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 65 MeV DE SACLAY.

I.4.1. Principe. Tzara [32] a montré que l'annihilation en vol de positons monoénergétiques permet d'obtenir des photons monochromatiques d'énergie continûment variable. En ne tenant pas compte de l'annihilation en un photon qui, à haute énergie et pour un noyau cible de nombre atomique Z faible, est négligeable, ni de l'annihilation en trois photons qui est de l'ordre de $\alpha = 1/137$ fois plus faible que l'annihilation en deux photons, on a, dans le système du laboratoire pour les deux photons d'annihilation, les relations cinématiques suivantes :

$$E_1 = \frac{m_o c^2}{1 - g\cos\theta} \qquad (I.4.1)$$

$$E_2 = \frac{m_o c^2}{1 - g\cos\phi} \qquad (I.4.2)$$

$$\sin\phi = \sin\theta \frac{g^2 - 1}{g^2 - 2g\cos\theta + 1} \qquad (I.4.3)$$

$$\cos\phi = -\frac{g^2\cos\theta - 2g + \cos\theta}{g^2 - 2g\cos\theta + 1} \qquad (I.4.4)$$

dans lesquelles E_1 et E_2 sont les énergies des deux photons créés, θ et ϕ leur angle respectif par rapport à la direction du faisceau de positons incidents ; $m_o c^2$ est la masse au repos du positon, et g est donné par :

$$g = \sqrt{\frac{E^+ - m_o c^2}{E^+ + m_o c^2}} \,. \qquad (I.4.5)$$

Dans l'équation (I.4.5), E^+ est l'énergie totale du positon incident.

Des relations précédentes on tire, pour $\theta = 0$ et pour $E^+ >> m_o c^2$:

$$\phi = \pi$$

$$E_1 = E^+ + \frac{1}{2} m_o c^2 \qquad \text{(I.4.6)}$$

$$E_2 = \frac{1}{2} m_o c^2 .$$

La section efficace différentielle $d\sigma/dE_1$ de la réaction d'annihilation en deux photons d'un positon d'énergie E^+ avec un électron au repos est donnée par [33] :

$$\frac{d\sigma}{dE_1} = \left(\frac{e^2}{m_o c^2}\right)^2 \frac{\pi}{m_o c^2} \frac{1}{\left(g \frac{E^+}{m_o c^2}\right)^2} \left[\frac{E_1}{E_2} + \frac{E_2}{E_1} + \frac{2 m_o c^2}{E_1 E_2} (E^+ + m_o c^2) - \left(\frac{E^+ + m_o c^2}{E_1 E_2} m_o c^2\right)^2\right] \qquad \text{(I.4.7)}$$

La distribution angulaire des photons d'énergie E_1 est d'autant plus piquée vers l'avant que l'énergie des positons incidents est grande. Comme le rapport des sections efficaces de production de photons par annihilation et par rayonnement de freinage est essentiellement proportionnel à $\frac{137\pi}{4g Z}$, pour des particules relativistes, la cible d'annihilation est choisie de telle sorte que son numéro atomique soit faible. Au contraire, la source de positons est produite par l'interaction des photons avec la matière, grâce à la création de paires électrons-positons, et elle est constituée d'une cible à numéro atomique élevée.

I.4.2. Le faisceau de photons monochromatiques de Saclay.

I.4.2.a) Description : Le dispositif expérimental installé auprès de l'Accélérateur Linéaire d'Electrons de 65 MeV de Saclay a été initialement réalisé par Tzara et ses collaborateurs [34]. Le phénomène physique utilisé pour l'obtention du faisceau de photons est la cascade "électrons accélérés - photons de freinage - création de paires électrons-positons - annihilation en vol des positons".

Bien que le rendement global de cette cascade de réactions soit faible, la forte intensité d'électrons donnée par l'Accélérateur Linéaire de Saclay permet d'obtenir une intensité de photons monochromatiques suffisante pour

l'étude de l'interaction des photons avec les noyaux.

Les caractéristiques de l'Accélérateur Linéaire, composé de quatre sections accélératrices à cavités brasées, qui constitue la source d'électrons primaires, sont données dans le tableau I.3, pour le régime de fonctionnement P, correspondant à la production de photons monochromatiques.

Tableau I.3

Caractéristiques de l'accélérateur linéaire d'électrons de 65 MeV de Saclay

GENERALITES :		
	Nombre de sections	: 4
	Puissance U.H.F. crête	: 20 MW
	Energie à courant nul	: 80 MeV
	Pente de la droite de charge	: 6,5 mA/MeV
REGIME DE FONCTIONNEMENT P		
	Energie nominale	: 65 MeV
	Intensité crête	: 100 mA
	Largeur d'impulsion	: 2 µs
	Fréquence de répétition	: 500 Hz
	Cycle utile	: 1‰

Le faisceau d'électrons primaires issu de l'accélérateur est focalisé au moyen de lentilles quadrupolaires (a) sur une cible de conversion en or de 3 mm d'épaisseur et de 4 mm de diamètre. Un second ensemble de lentilles quadrupolaires (b) et un triplet magnétique d'analyse (A_1, A_2, A_3) transforment le faisceau d'électrons ou de positons, créés dans la cible d'or, en un faisceau parallèle dont la dispersion en énergie $\Delta E^+/E^+$ peut varier de 0,5% à 2% grâce à la fente d'analyse F, de largeur variable, située au centre de l'aimant A_2. Enfin un

doublet de quadrupôles (c) assure la convergence du faisceau sur la cible d'annihilation, feuille mince de lithium métallique dont l'épaisseur peut être choisie égale à 0,065 g/cm^2 et 0,16 g/cm^2, et dont le diamètre est de 6 cm. Les positons ou les électrons qui traversent la cible de lithium sont éliminés du faisceau de photons ainsi créé grâce à un aimant de "nettoyage" et sont captés dans un capteur de Faraday. La figure I.2 représente le schéma de l'installation expérimentale [34,35].

La figure I.3 montre la variation, en fonction de l'énergie, du courant de positons obtenu dans une fente d'analyse de 1%, le faisceau d'électrons primaires ayant une intensité crête de 100 mA et une énergie de 58 MeV. Ce courant atteint la valeur maximale de $2,15 \times 10^{-10}$ ampère pour une énergie E^+ des positons de 22 MeV.

Le spectre de photons monochromatiques ainsi obtenu est superposé à un spectre de freinage qui s'étend en énergie depuis 0 jusqu'à $E^+ - m_o c^2$ et qui devient de plus en plus prépondérant au fur et à mesure que l'énergie E^+ des positons incidents augmente.

Pour cette raison, un bloc de polyétylène de 18 g/cm^2 d'épaisseur est intercalé dans le faisceau de photons entre la cible d'annihilation et la cible nucléaire que l'on veut étudier : il a pour effet de durcir le spectre de photons. Par ailleurs, ce filtre sert de ralentisseur pour les neutrons parasites créés par réactions (γ,xn) sur les parois de la collimation du faisceau de photons.

En conséquence, toute mesure expérimentale se fera en deux temps. Pour une même charge q^+ de positons et q^- d'électrons, intégrée sur le capteur de Faraday, on enregistre les effets nucléaires dus respectivement au spectre de photons obtenus par annihilation en vol des positons et au spectre de freinage obtenu avec des électrons de même énergie. En admettant que la section efficace de freinage est identique pour des positons et des électrons de même énergie,

ce qui est vrai dans l'approximation de Born, on obtient, par simple soustraction, les effets nucléaires dus à la raie monochromatique de photons d'annihilation.

La figure I.4 représente les spectres d'impulsions caractéristiques de deux spectres de photons obtenus respectivement à partir d'un faisceau de positons de 15 MeV (spectre "a") et d'électrons de même énergie (spectre "b"). Le détecteur utilisé est un cristal INa (Tℓ) de 8" × 8", vu par quatre photomultiplicateurs dont les sorties sont mélangées, et placé de telle manière qu'il intercepte tous les photons qui, normalement, interagissent avec la cible nucléaire étudiée. Le spectre "c" obtenu par soustraction directe du spectre "b" au spectre "a" représente le spectre de photons monochromatiques, dont la forme correspond à celle donnée par un scintillateur à absorption totale.

Corrélativement, dans le cas d'une réaction (γ,n) par exemple, la figure I.5 montre :

i) en a) le rendement photoneutronique $X^+(E_\gamma)$ mesuré par le détecteur de photoneutrons (paragraphe I.5), lorsque le faisceau de photons d'énergie E_γ est obtenu à partir d'un faisceau de positons, la charge collectée par le capteur étant q^+ ; ii) en b) le rendement photoneutronique $X^-(E_\gamma)$ correspondant à la sélection d'un faisceau d'électrons de même énergie, pour une charge collectée $|q^-| = |q^+|$; iii) en c) la courbe de section efficace $\sigma_{\gamma,n}(E_\gamma)$ obtenue directement en soustrayant point par point $X^-(E_\gamma)$ de $X^+(E_\gamma)$ et en normalisant le résultat obtenu.

La comparaison des figures I.5.a et I.5.b fait apparaître clairement les avantages associés à l'utilisation de photons quasi-monochromatiques. En effet, dans ce cas toute l'information concernant la forme de la courbe de section efficace est contenue dans la courbe expérimentale $X^+(E_\gamma)$. Au contraire, l'utilisation du rayonnement de freinage ne donne comme information que la courbe expérimentale $X^-(E_\gamma)$ dont il faut extraire la courbe de section efficace en utilisant la méthode décrite au paragraphe I.2.1.

Cependant, la mesure absolue des sections efficaces de réactions photonucléaires et l'étude de la forme de la courbe représentative de la section efficace en fonction de l'énergie du photon incident nécessitent la connaissance de l'étalonnage en énergie du monochromateur, de l'intensité du faisceau de photons et de la largeur de la raie monochromatique de photons.

I.4.2.b) Etalonnage en énergie du monochromateur. L'étalonnage en énergie du monochromateur a été réalisé en diffusant le faisceau de photons sur le niveau de 15,11 MeV de $^{12}_{6}C$ (34). L'énergie des positons, donc des photons d'annihilation, est mesurée par le courant magnétisant qui traverse le triplet d'analyse, et la valeur du courant correspondant à l'énergie E_γ = 15,11 MeV pour les photons est prise égale à celle qui correspond au maximum de la raie de photons diffusés.

Cette mesure présente l'inconvénient de demander du temps pour obtenir une bonne isochromate de la raie de photons incidente. Pour remédier à ce défaut, nous avons utilisé les deux méthodes suivantes : à basse énergie, E_γ = 6 à 8 MeV, nous utilisons le spectre de photons donné par un détecteur INa(Tℓ) préalablement étalonné à partir de sources radioactives et de raies γ de capture neutronique produites par capture de neutrons thermiques, à l'aide d'une source Am-Be par exemple ; à haute énergie, $E_\gamma \simeq$ 15 MeV, nous utilisons la montée particulièrement rapide de la section efficace de réaction (γ,2n), pour certains noyaux convenablement choisis, tels que $^{181}_{73}Ta$ ou $^{208}_{82}Pb$, dont les seuils de réaction sont bien connus (B_{2n} = 14,423 ± 0,089 MeV pour $^{181}_{73}Ta$ et B_{2n} = 14,109 ± 0,007 MeV pour $^{208}_{82}Pb$).

L'erreur sur la valeur de l'énergie E_γ de la raie de photons a pu être ainsi estimée. Elle est de $\Delta E_\gamma \simeq$ 0,1 MeV pour $E_\gamma <$ 15 MeV et de $\Delta E_\gamma \simeq$ 0,2 MeV pour $E_\gamma >$ 15 MeV.

I.4.2.c) Détermination de l'intensité de la raie de photons. Il s'agit, d'une part, de mesurer le flux de photons incidents, en fonction de leur énergie à

l'aide d'un détecteur d'efficacité connue, d'autre part de contrôler ce flux [34,35].

Le détecteur utilisé est un cristal INa(Tℓ) de 8" × 8" dont la réponse à une raie de photons de 15 MeV est représentée sur la figure I.4. Son efficacité a été calculée à partir des tables des coefficients d'absorption totale [36].

Le contrôle du flux γ est assuré par le capteur de Faraday mis au point dans notre laboratoire et dont le principe a été décrit par Veyssière [37]. Ce capteur de charges, placé à la sortie de l'aimant de "nettoyage" (Fig. I.2), permet la mesure de courants électroniques inférieurs à 10^{-13} ampère, avec une précision de l'ordre de 1%. L'appareillage électronique qui lui est associé se compose d'un amplificateur à courant continu et d'un voltmètre intégrateur digital.

En fonction de l'énergie des photons incidents, on détermine expérimentalement la relation existant entre le courant collecté par le capteur de Faraday et l'intensité du flux γ déterminée à l'aide du scintillateur.

Afin d'éviter, sur ce dernier, les empilements dus en grande partie aux photons de freinage, tout en maintenant un courant de positons ou d'électrons mesurables, on interpose, uniquement pour ce type de mesure, un bloc d'aluminium de 25 cm entre la cible d'annihilation et le scintillateur. Evidemment, on tient compte de la présence de cet atténuateur pour le calcul du flux γ réellement utilisé par la suite.

La figure I.6 compare la détermination expérimentale du flux de photons monochromatiques au calcul théorique de Audit [35] qui tient compte de la diffusion multiple, de la distribution angulaire et de la perte d'énergie des positons dans la cible d'annihilation. La plus grande partie de l'erreur expérimentale provient de l'extrapolation, vers les faibles amplitudes, du spectre d'impulsions différentiel obtenu à partir des spectres de photons monochromatiques

et de photons de freinage, donnés par le scintillateur. Ce résultat, montrant la variation du nombre N_γ de photons quasi-monochromatiques en fonction de l'énergie E_γ de la raie, correspond à une cible d'annihilation de 0,16 g/cm^2 et à un nombre de positons captés de $4,5 \times 10^9$. Pour fixer les idées, à l'emplacement de la cible nucléaire étudiée de 12 cm de diamètre, on a environ 2×10^4 photons monochromatiques par seconde pour $E_\gamma \simeq 20$ MeV et pour $\Delta E^+/E^+ = 0,01$.

I.4.2.d) Largeur de la raie monochromatique de photons. La résolution en énergie de la raie de photons monochromatiques dépend du pouvoir de résolution du monochromateur de positons, de la perte d'énergie des positons dans la cible de lithium avant annihilation et de la largeur intrinsèque due au processus d'annihilation.

Cette largeur intrinsèque, pour des positons relativistes, est égale à $\frac{1}{2} m_o c^2$, s'il n'y a pas de sélection angulaire du spectre d'annihilation ; en fait, celle-ci existe en raison de la collimation du faisceau de photons qui réduit l'élargissement dû au processus d'annihilation à quelques dizaines de kiloélectron-volts.

Le pouvoir de résolution $\Delta E^+/E^+$ peut prendre respectivement les valeurs théoriques 0,005 ; 0,01 et 0,02 grâce à la fente d'analyse F du triplet magnétique (Fig. I.2). La possibilité de choisir des cibles d'annihilation d'épaisseur différente permet de diminuer ou d'accroître la perte d'énergie des positons dans la cible. L'étude de l'influence de ces deux paramètres sur la résolution en énergie de la raie de photons a été effectuée en utilisant la réaction $^{28}_{14}Si(\gamma,p_o)^{27}_{13}Al$, un détecteur au silicium servant à la fois de cible et de détecteur. La figure I.7 représente la section efficace spécifique de la réaction $^{28}_{14}Si(\gamma,p_o)^{27}_{13}Al$ [38] qui est prépondérante ainsi que la réponse du détecteur et de la chaîne électronique associée. La raie de protons p_o est distante des autres raies de protons de 800 keV au moins et les raies de la réaction $^{28}_{14}Si(\gamma,\alpha)^{24}_{12}Mg$ sont négligeables.

Ce spectre a été obtenu à l'aide d'un faisceau de photons de 17,6 MeV obtenu par la réaction $^{7}_{3}Li(p,\gamma)^{8}_{4}Be$. La largeur de la raie p_o est de 80 keV environ.

L'étude de la résolution en énergie de la raie de photons a été faite pour une énergie E_γ = 19,15 MeV, de manière à se trouver en un point de la courbe de section efficace où celle-ci présente un minimum prononcé, précédé d'une décroissance continue et suivi d'une croissance assez régulière.

Nous admettons que les élargissements, dus au pouvoir de résolution du monochromateur et à la perte d'énergie des positons dans la cible d'annihilation, peuvent être représentés par des distributions gaussiennes de largeurs Δ_F et Δ_c, et que la largeur de la raie de photons, supposée gaussienne, est donnée par :

$$\Delta_\gamma = \sqrt{\Delta_F^2 + \Delta_c^2} \,. \qquad \text{(I.4.8)}$$

Dans (I.4.8) on a négligé l'élargissement dû au processus d'annihilation. En effet, la perte d'énergie dans la cible de lithium varie de 1,61 MeV/g/cm^2 à 1,72 MeV/g/cm^2 pour une énergie de positons variant de 10 MeV à 45 MeV. Ainsi pour $E_\gamma \simeq 10$ MeV, $\Delta E_+/E_+ = 0,01$ et une cible de lithium de 0,065 g/cm^2, on a $\Delta_F \simeq 100$ keV et $\Delta_c \simeq 105$ keV ; l'équation (I.4.8) donne alors $\Delta_\gamma \simeq 140$ keV. En admettant que la distribution en énergie due au processus d'annihilation puisse être représentée par une gaussienne de largeur $\Delta_i \simeq 30$ keV, pour notre géométrie, on aurait $\Delta_\gamma \simeq 145$ keV.

La figure I.8 représente un agrandissement de la courbe de section efficace $\sigma(\gamma,p_o)$ pour la région d'énergie considérée, ainsi que, pour différentes largeurs Δ_γ, le spectre de photons incidents dN/dE_γ et les réponses théoriques du détecteur : $\left(\frac{dN}{dE}\right)_{p_o} = K\left[\sigma(\gamma,p_o)\,\frac{dN}{dE}\right]_{E_\gamma}$.

La figure I.9 représente trois spectres expérimentaux de protons correspondant à trois conditions expérimentales différentes.

De ces résultats expérimentaux, on peut conclure [35] que la largeur de la raie de photons monochromatiques est, suivant le cas, de :

$\Delta_\gamma \simeq 400$ keV pour 8 MeV < E_γ < 20 MeV avec $\Delta E_+/E_+ = 0,01$ et une cible de lithium de 0,16 g/cm^2 ;

$\Delta_\gamma \simeq 150$ keV pour $E_\gamma \simeq 10$ MeV avec $\Delta E_+/E_+ = 0,01$ et une cible de lithium de 0,065 g/cm^2.

I.5. L'ENSEMBLE DE DETECTION DE NEUTRONS

Cet ensemble est constitué d'une sphère de 1 mètre de diamètre, contenant environ 500 litres de scintillateur liquide NE 323, chargé à 0,5% de gadolinium. Ce détecteur a été construit par Nuclear Entreprises Ltd (G.B.). Le faisceau de photons traverse diamétralement la sphère le long d'un passage cylindrique de 15 cm de diamètre, dans lequel est interposée la cible nucléaire à étudier, placée au centre du détecteur, comme le montre la figure I.10. Un ensemble de huit photomultiplicateurs, dont les sorties sont mélangées, est couplé au scintillateur.

Le principe de fonctionnement est le suivant : un neutron énergique, émis par la cible, est ralenti par chocs successifs sur les protons du scintillateur, se thermalise et est finalement capturé par le gadolinium dont la section efficace moyenne de capture pour les neutrons thermiques est 46 000 barns. L'énergie totale du rayonnement γ de capture, environ 8 MeV, est alors détectée et fournit l'impulsion de comptage.

I.5.1. Caractéristiques du détecteur. Elles ont été déterminées théoriquement par un calcul de Monte-Carlo [39] et vérifiées expérimentalement à l'aide d'une source de neutrons de fission, en l'occurrence une source de ^{252}Cf dont la fission spontanée donne en moyenne 3,784 neutrons par fission, d'énergie moyenne $E_n = 2,17$ MeV. La figure I.11 représente, en fonction du temps, la densité de probabilité de capture d'un neutron dans le scintillateur, le temps "zéro" correspondant à la détection d'un événement fission. L'accord entre le calcul théorique et les points expérimentaux est remarquable. La probabilité de capture est

maximale pour un temps T = 6 µs après le temps "zéro" et 97,5% des neutrons sont détectés dans un temps inférieur à 35 µs après le même temps "zéro". Cette distribution en temps de la densité de probabilité de capture est utilisée pour pouvoir mesurer simultanément et séparément les sections efficaces photoneutroniques partielles $\sigma(\gamma,xn)$ (x = 1, 2, 3, 4).

La figure I.12 représente la variation calculée de l'efficacité relative de détection des neutrons en fonction de leur énergie initiale. Pour des neutrons dont l'énergie initiale est inférieure à 5 MeV, l'efficacité de cet ensemble de détection peut être considérée comme constante à mieux de 5%.

Nous avons montré également qu'une erreur de 10 cm sur la position de la cible, par rapport au centre de la sphère, introduit une diminution de l'efficacité inférieure à 3%.

I.5.2. Le bruit de fond. Le principal inconvénient de ce détecteur est d'être très sensible aux diverses sources de bruit de fond, ainsi réparties :

a) bruit de fond électronique des photomultiplicateurs ;

b) bruit de fond dû au rayonnement radioactif ambiant et au rayonnement cosmique ;

c) bruit de fond provenant des interactions photonucléaires du faisceau de photons avec les matériaux autres que la cible étudiée ;

d) bruit de fond dû aux neutrons émis par la cible de conversion en or ;

e) bruit de fond dû aux photons diffusés par la cible nucléaire.

Ces bruits dépendent évidemment du temps pendant lequel s'effectue une mesure particulière, et nous profitons du fonctionnement pulsé de l'Accélérateur Linéaire d'Electrons pour en éliminer certains.

L'enregistrement des impulsions s'effectue suivant une séquence de portes en temps, déclenchée par l'Accélérateur à sa fréquence de répétition ; la figure I.13 en décrit le principe.

Le temps "zéro" t_o est délivré par l'accélérateur ; 0,6 µs après l'impulsion de photons de 2 µs de large, une porte T_1 de 25 µs de large permet l'enregistrement des impulsions dues aux photoneutrons et au bruit de fond total ; 1700 µs après la fermeture de cette porte, une autre porte T_2 de 25 µs est ouverte pendant laquelle sont enregistrées les impulsions dues au bruit de fond électronique et au bruit de fond radioactif et cosmique ambiant.

Ainsi, le décalage de la porte T_1 de 0,6 µs par rapport à la fin de l'impulsion de photons élimine complètement la source de bruit e).

Le bruit de fond c) dépend des caractéristiques du faisceau de photons, il est déterminé expérimentalement en fonction de l'énergie et de l'intensité du faisceau γ, en l'absence de cible à l'intérieur du détecteur, pour un faisceau de photons monochromatiques et un faisceau de photons de freinage respectivement.

Le bruit de fond d) ne dépend que du courant et de l'énergie des électrons accélérés tombant sur la cible d'or. Il est également déterminé expérimentalement, en l'absence de cible à l'intérieur de la sphère, et pour une énergie du faisceau de photons telle qu'il n'y a pas de bruit de fond c), c'est-à-dire inférieure au seuil de la réaction (γ,n) sur le fer dont est constituée la collimation du faisceau γ. En cours d'enregistrement ce bruit est contrôlé par un détecteur de neutrons, en l'occurrence un compteur à BF_3.

L'optimalisation du rapport signal/bruit et de l'efficacité du détecteur conduit à choisir pour celle-ci une valeur $\varepsilon \simeq 60\%$, d'où des efficacités de détection de 22% et de 13% respectivement pour les événements $(\gamma,3n)$ et $(\gamma,4n)$. Cette efficacité est mesurée et contrôlée grâce aux neutrons de fission d'une source de ^{252}Cf.

I.5.3. Analyse des résultats. La description détaillée de la méthode utilisée a déjà été décrite [35]. L'enregistrement des impulsions de comptage, en provenance du détecteur, se fait par l'intermédiaire d'un analyseur d'événements multiples :

un signal S est envoyé sur une échelle E_x (x = 0, 1, 2 ...) si ce signal correspond à x impulsions lumineuses détectées pendant l'ouverture de la porte en temps.

Les nombres réels ν_x correspondant aux nombres d'événements (γ,xn) ne sont pas directement représentés par les taux de comptage N_x enregistrés sur les différentes échelles. En effet, l'efficacité du détecteur étant inférieure à 1, on détectera dans l'échelle E_x des signaux provenant de réactions (γ,yn) avec y > x ; d'autre part, il se produit inévitablement des empilements d'impulsions dans une même porte en temps ; enfin, il faut tenir compte des divers bruits de fond.

Les valeurs inconnues ν_x sont reliées aux valeurs expérimentales N_x par un système d'équations, qui n'est pas linéaire en raison des expressions calculées des empilements, et qui est le suivant dans le cas de l'étude de réactions (γ,xn) avec x = 1, 2, 3, 4 :

$$\begin{aligned} N_1 &= K_{11}\,\nu_1 + K_{12}\,\nu_2 + K_{13}\,\nu_3 + K_{14}\,\nu_4 + BF_1 - EMP_1 \\ N_2 &= K_{22}\,\nu_2 + K_{23}\,\nu_3 + K_{24}\,\nu_4 + BF_2 + EMP_2 \\ N_3 &= K_{33}\,\nu_3 + K_{34}\,\nu_4 + BF_3 + EMP_3 \\ N_4 &= K_{44}\,\nu_4 + BF_4 + EMP_4 \end{aligned} \qquad \text{(I.5.1)}$$

où :

$K_{ij} = \frac{j!}{i!(j-i)!}\,\varepsilon^i(1-\varepsilon)^{j-i}$ est la probabilité de compter dans l'échelle E_i des événements dus à la réaction (γ,jn) ; BF_i sont les différents bruits de fond, et on a en général $BF_4 = 0$; EMP_i sont les différents empilements calculés à partir de la loi binomiale en imposant au nombre total d'événements $N = \sum_{i=1}^{4} i\,N_i$ d'être en moyenne, par porte, inférieur à 0,1, ce que l'on réalise expérimentalement en réglant l'intensité du faisceau d'électrons primaires. Une méthode de résolution itérative de ce système a été mise au point sur le calculateur IBM 360-75 du C.E.N. de Saclay et permet d'obtenir les valeurs ν_x^+ et ν_x^- corres-

pondant, pour une même charge $|q^+| = |q^-|$ collectée sur le capteur de Faraday, aux réactions (γ,xn) induites respectivement par le faisceau de photons monochromatiques et celui de photons de freinage. Le nombre vrai d'événements (γ,xn) induits par la raie monochromatique de photons est donné par :

$$\nu_x = \nu_x^+ - \nu_x^- \quad . \qquad (I.5.2)$$

Les valeurs absolues des sections efficaces ont ainsi été déterminées avec une précision de ± 5% pour E_γ < 20 MeV et de ± 8% pour 20 MeV < E_γ < 30 MeV.

Récemment, un calculateur PDP8I, dont l'unité centrale a été étendue à 8 K mémoire, permet une gestion automatique des expériences : l'acquisition des données, leur traitement, le passage au point expérimental de mesure suivant et divers contrôles, dont en particulier celui du courant de l'accélérateur, sont effectués par ce calculateur.

Nous résumons, dans le tableau I.4, les caractéristiques essentielles liées à nos expériences photonucléaires.

Tableau I.4

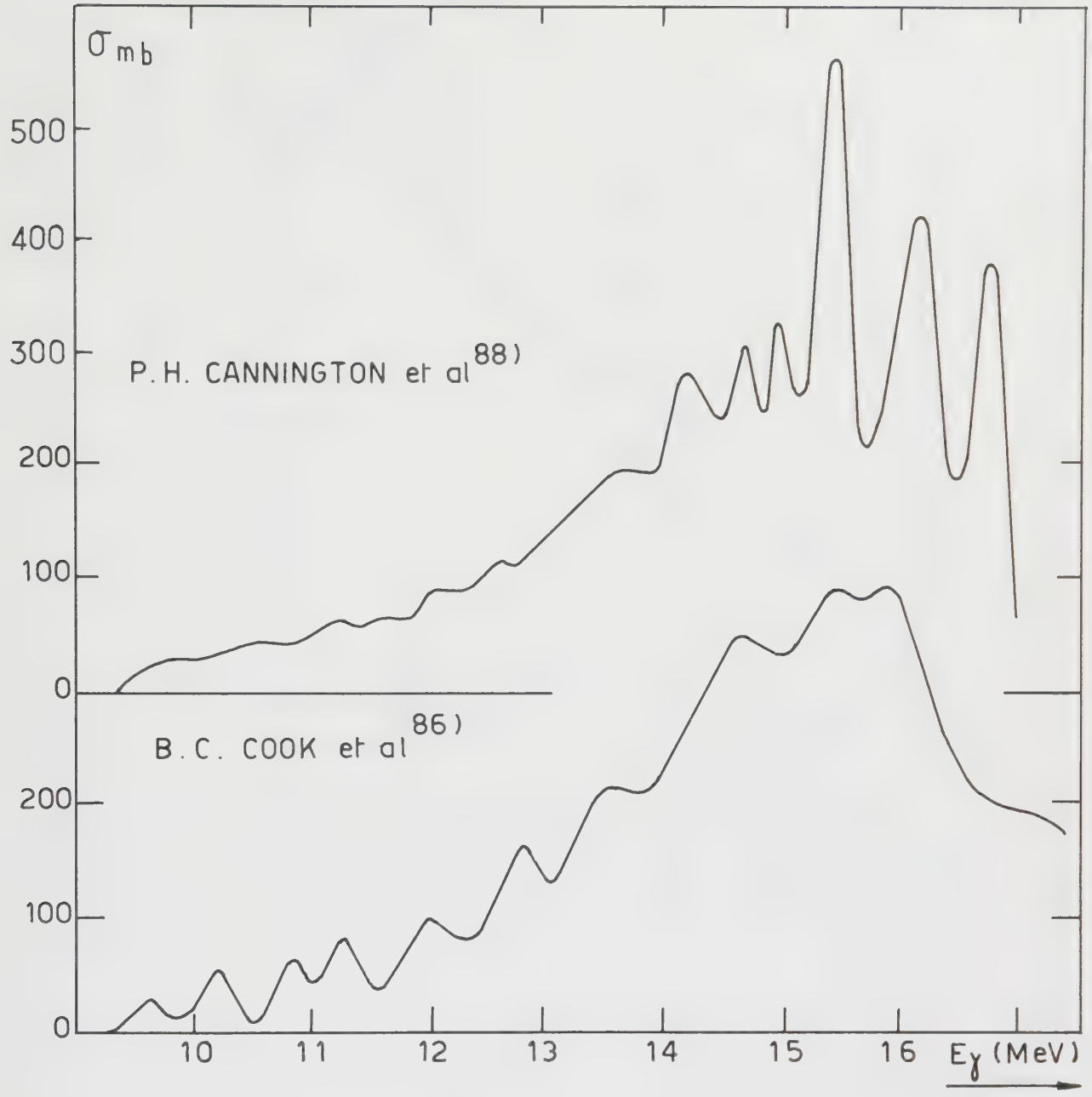
Principales caractéristiques des expériences photonucléaires réalisées auprès de l'Accélérateur Linéaire d'Electrons de 65 MeV de Saclay

LE FAISCEAU DE PHOTONS QUASI-MONOCHROMATIQUES

- *Technique utilisée :* annihilation en vol de positons mono-énergétiques
- *Energie disponible :* énergie continûment variable de 7 MeV à 40 MeV
- *Précision ΔE_γ sur l'énergie :* $\Delta E_\gamma \simeq 0{,}1$ MeV pour $E_\gamma < 15$ MeV ; $\Delta E_\gamma \simeq 0{,}2$ MeV pour $E_\gamma > 15$ MeV
- *Nombre de photons quasi-monochromatiques pour $E_\gamma = 20$ MeV* : $N_\gamma \simeq 2 \times 10^4$ photons/s pour $\frac{\Delta E^+}{E^+} = 0{,}01$
- *Largeur de la raie Δ_γ :* 150 keV $< \Delta_\gamma <$ 400 keV

LES EXPERIENCES

- *Type d'expériences :* étude des réactions photoneutroniques (γ,xn) $(x = 1, 2, 3, 4)$
- *Détecteur utilisé :* scintillateur liquide chargé au gadolinium
- *Efficacité utilisée :* variable de 30% à 65%
- *Mesures effectuées :* mesures séparées et simultanées des sections efficaces partielles $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$, $\sigma(\gamma,3n)$..
- *Précision sur les valeurs absolues des sections efficaces totales* : $\pm$ 5% pour $E_\gamma < 20$ MeV ; $\pm$ 8% pour 20 MeV $< E_\gamma <$ 30 MeV.



Sections efficaces de la réaction $^{141}_{59}Pr(\gamma,n)$ obtenues en utilisant le rayonnement de freinage.

Fig. I.1

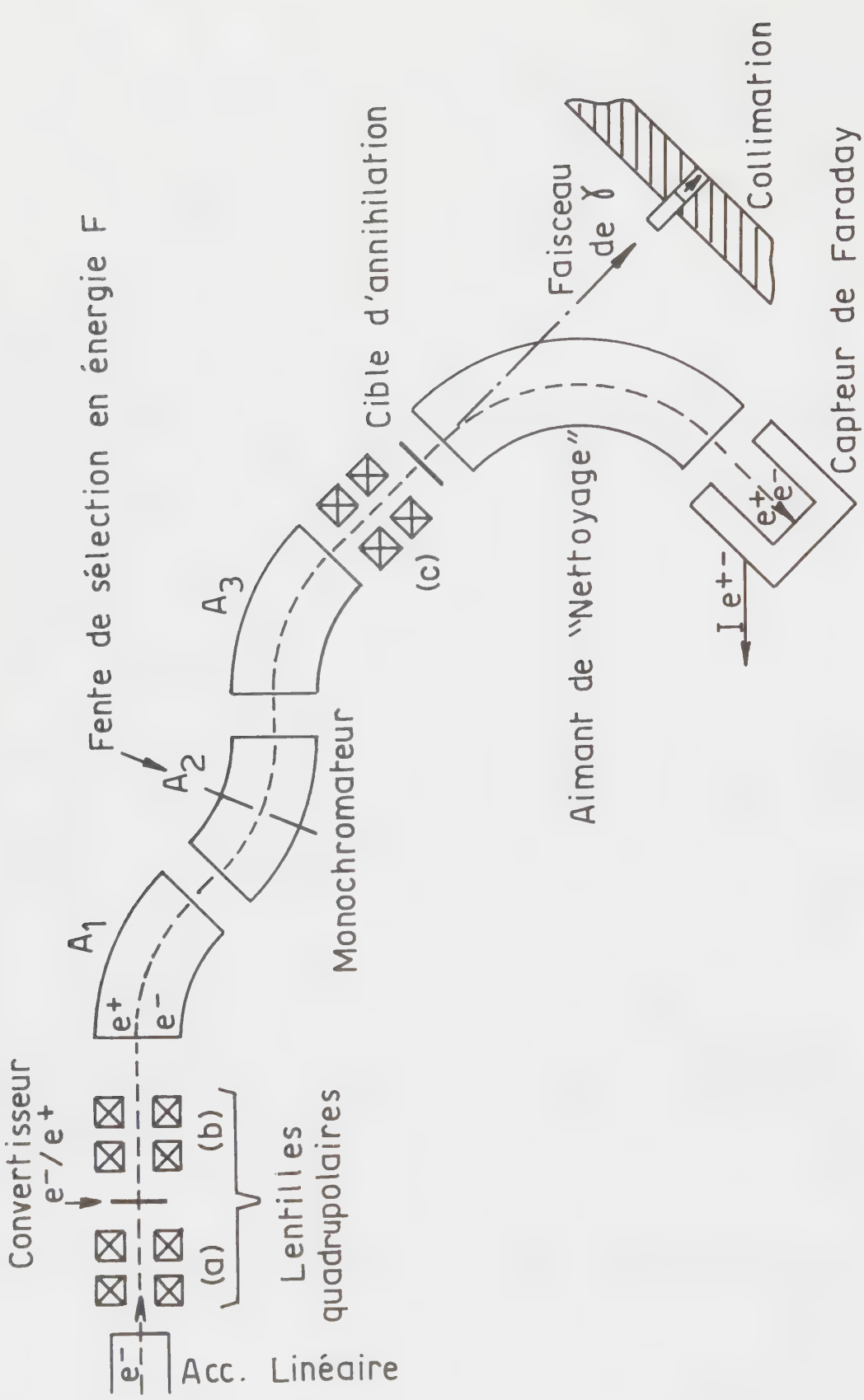
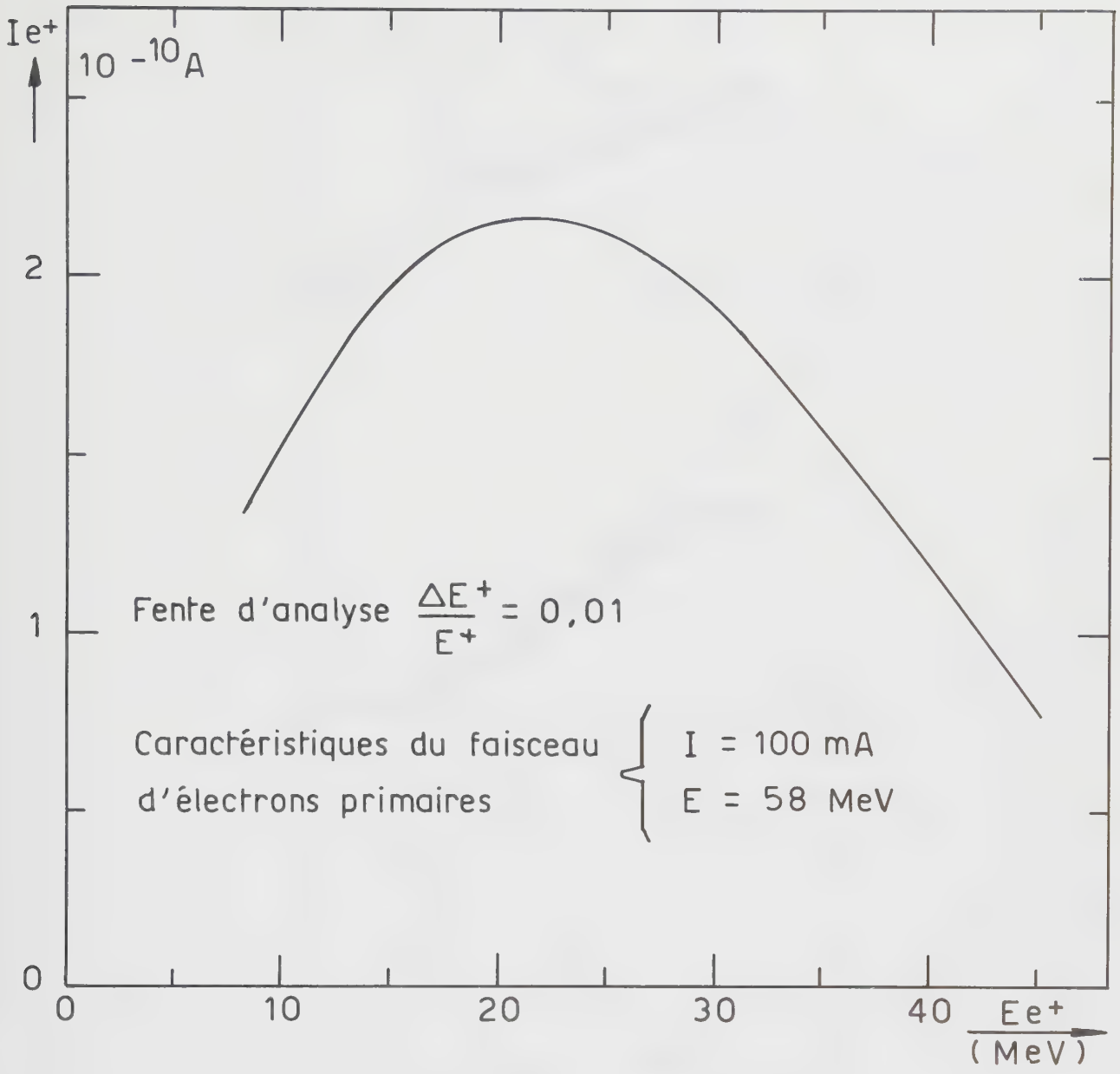


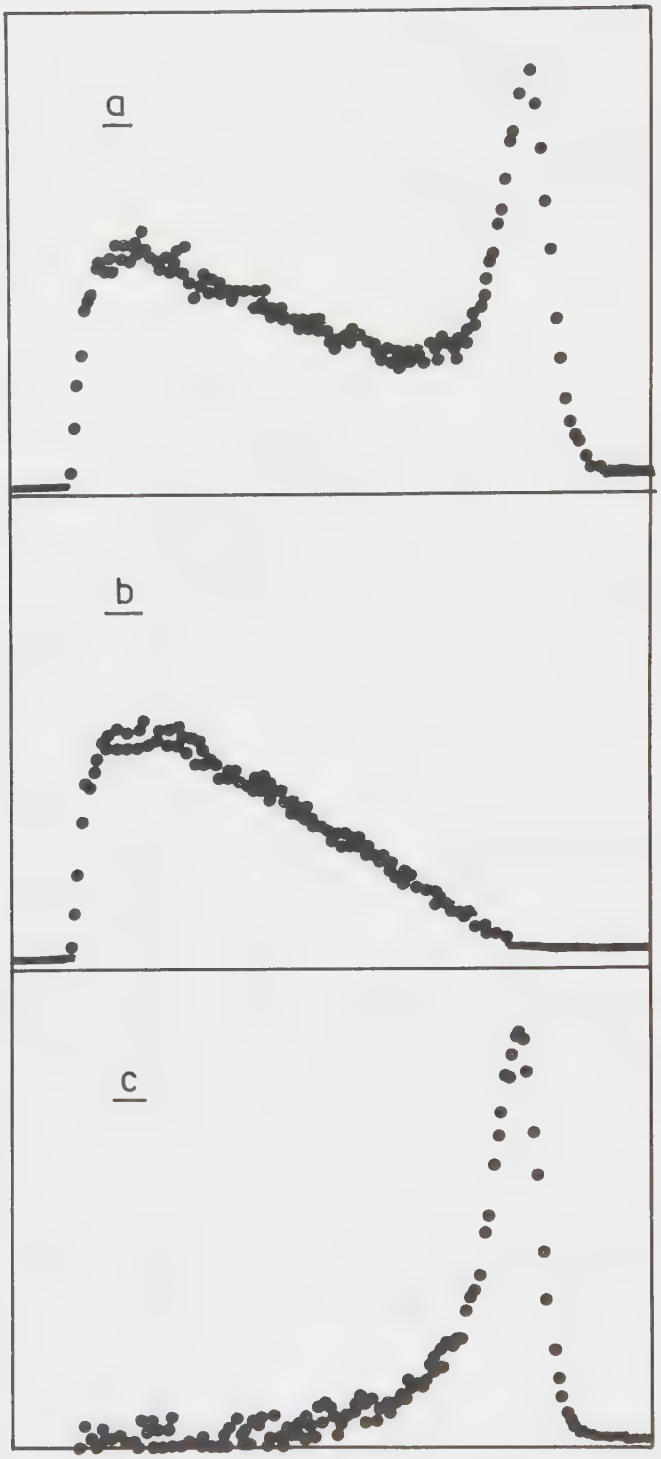
Schéma de l'installation de production de photons monochromatiques.

Fig. I.2



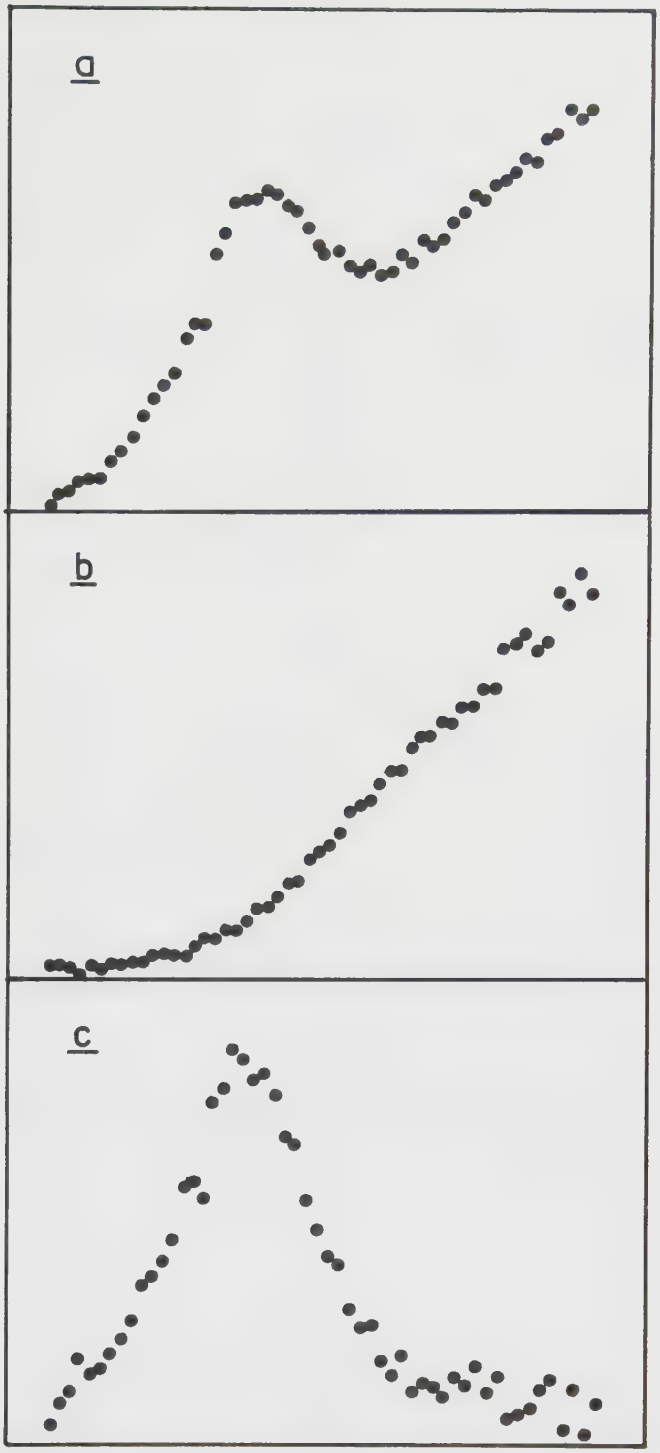
Courant de positons obtenu avec l'Accélérateur Linéaire de 65 MeV

Fig. I.3



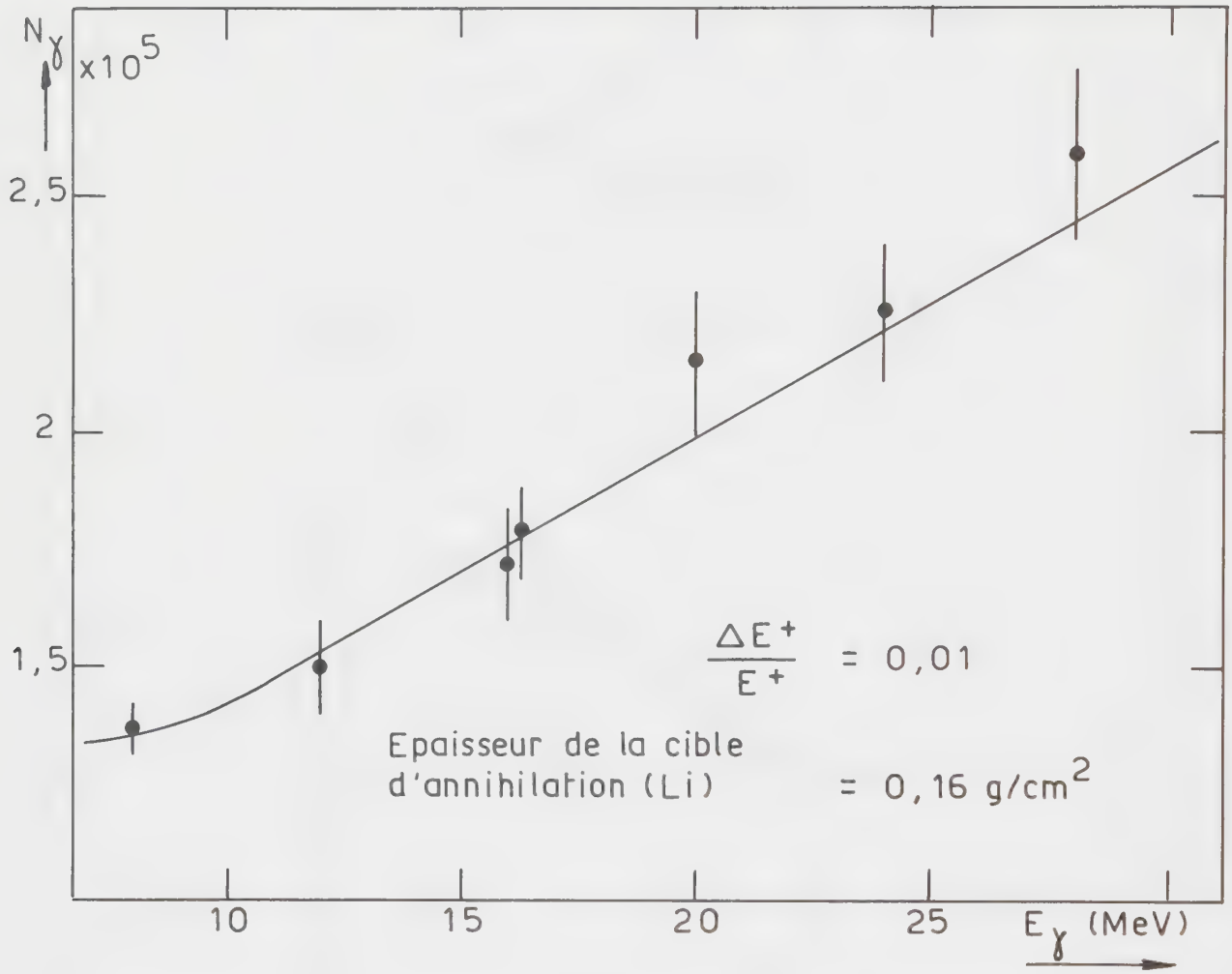
Le spectre de photons quasimonochromatiques c) vu par le cristal INa(Tℓ) correspond à la différence entre les spectres des photons a), obtenu avec le faisceau de positons, et b), obtenu avec le faisceau de négatons.

Fig. I.4



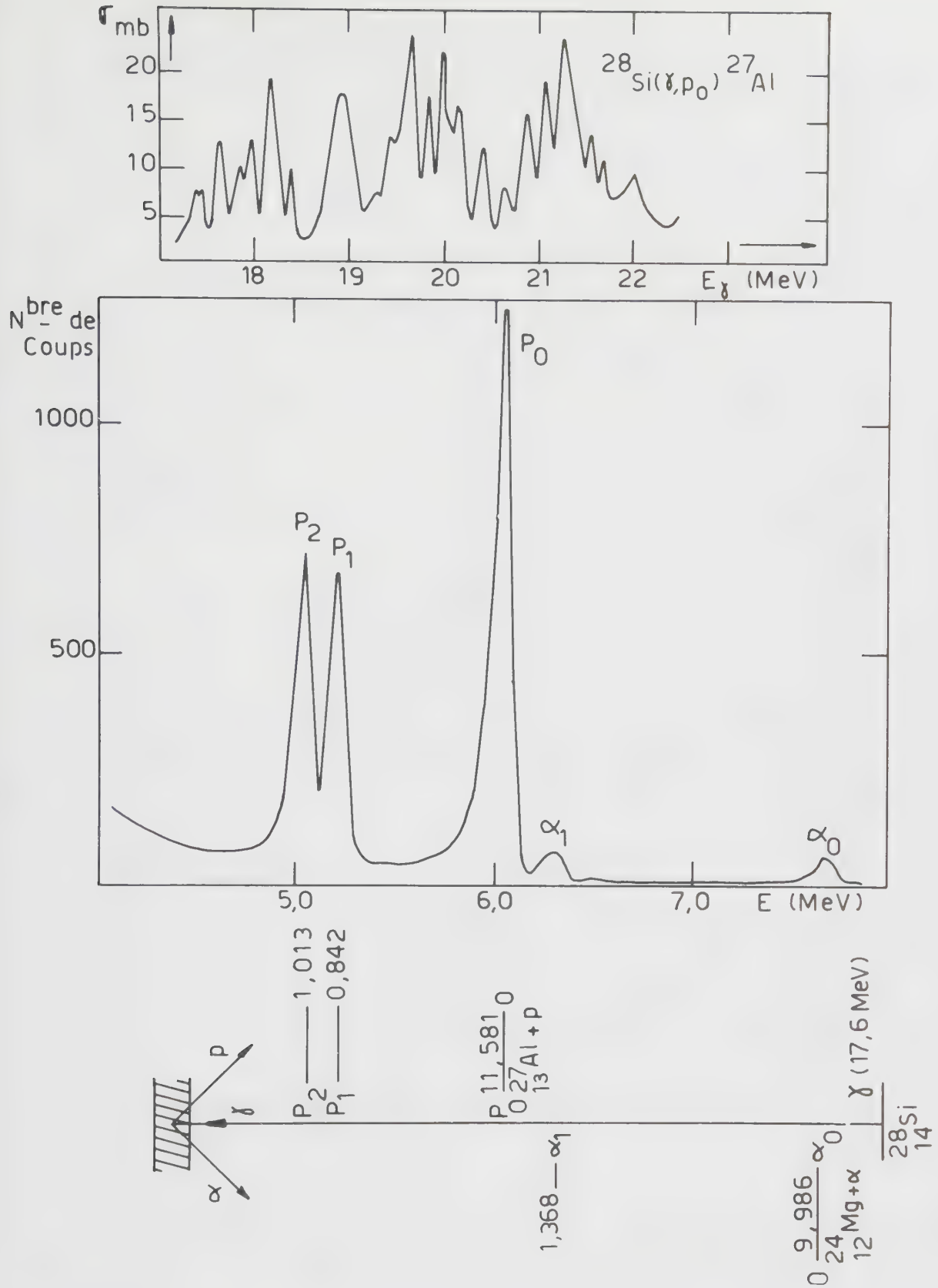
Pour un processus (γ,n), la section efficace $\sigma_{\gamma,n}$ est obtenue directement en c) par soustraction point par point et normalisation des amplitudes des courbes de rendement a) et b) obtenues respectivement avec un faisceau de positons et de négatons.

Fig. I.5



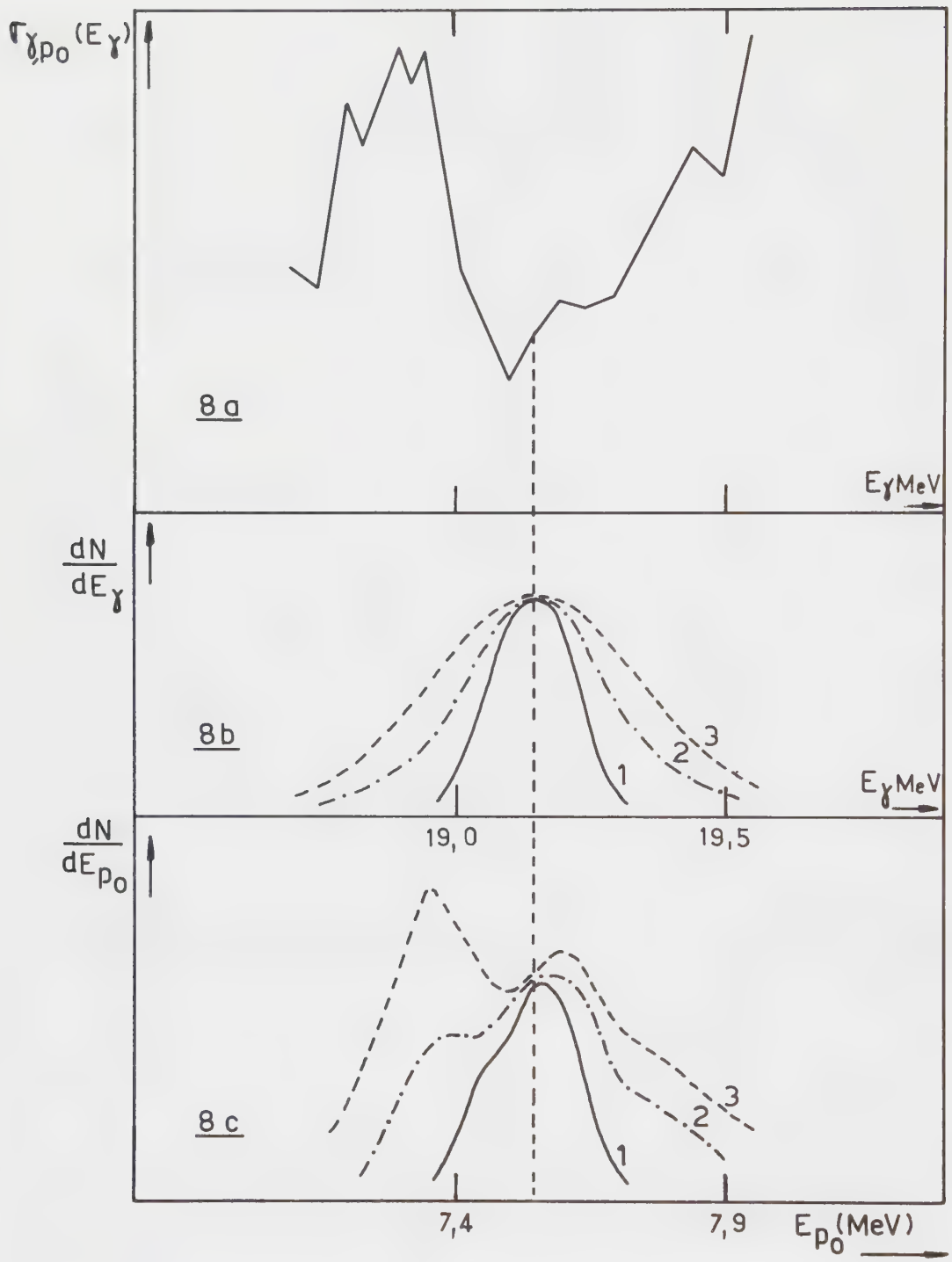
Variation en fonction de l'énergie E_γ de la raie γ du nombre N_γ de photons correspondant à $4,5 \times 10^9$ positons captés dans le capteur de Faraday. La ligne en trait plein représente le résultat du calcul de Audit [35].

Fig. I.6



Réactions $^{28}_{14}Si(\gamma,p)$ et $^{28}_{14}Si(\gamma,\alpha)$. Section efficace de la réaction $^{28}_{14}Si(\gamma,p_o)^{27}_{13}Al$. Réponse du détecteur.

Fig. I.7

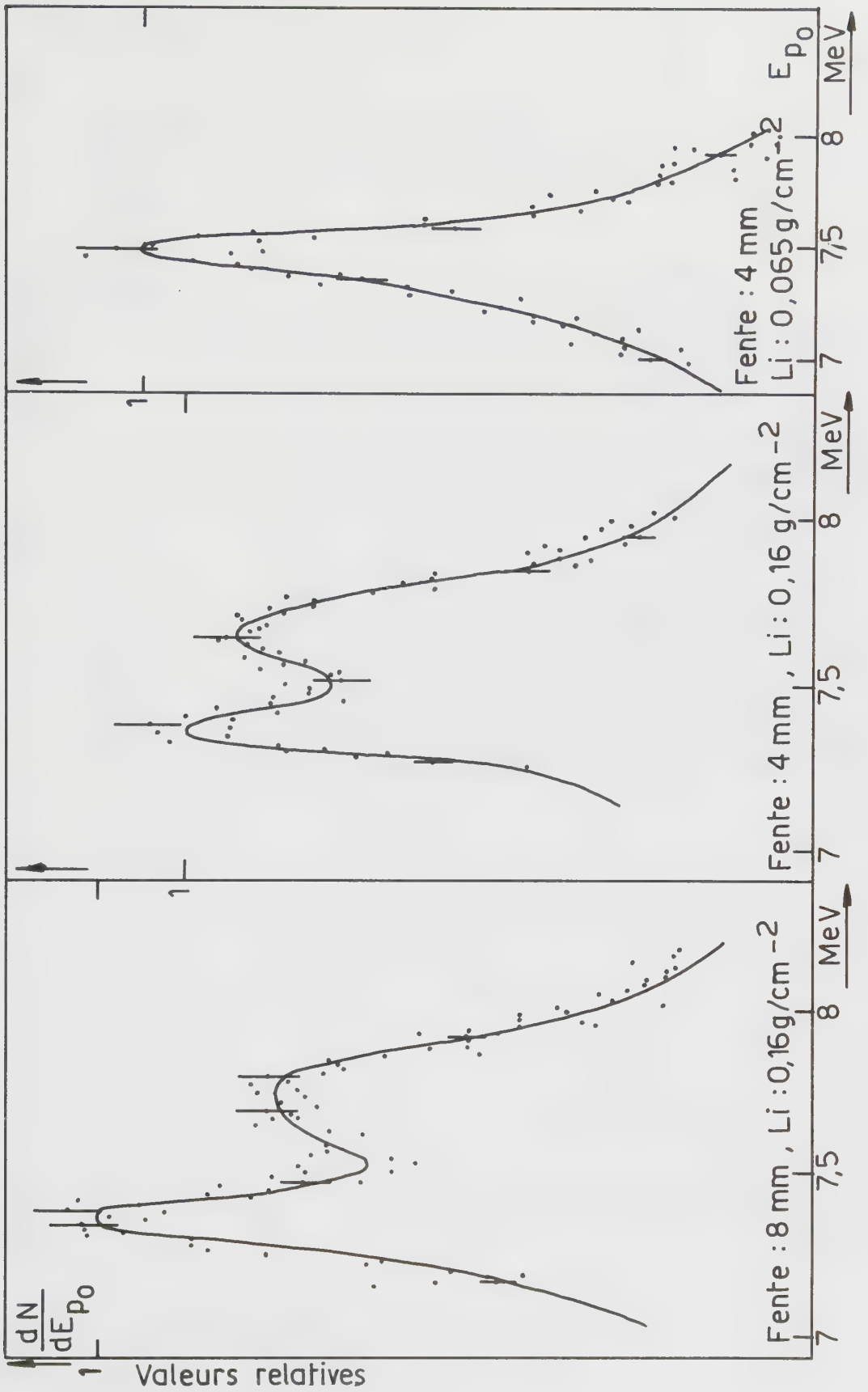


a) section efficace de la réaction $^{28}Si(\gamma,p_o)$ autour de 19,15 MeV ;

b) spectres gaussiens de photons simulant le spectre réel ;

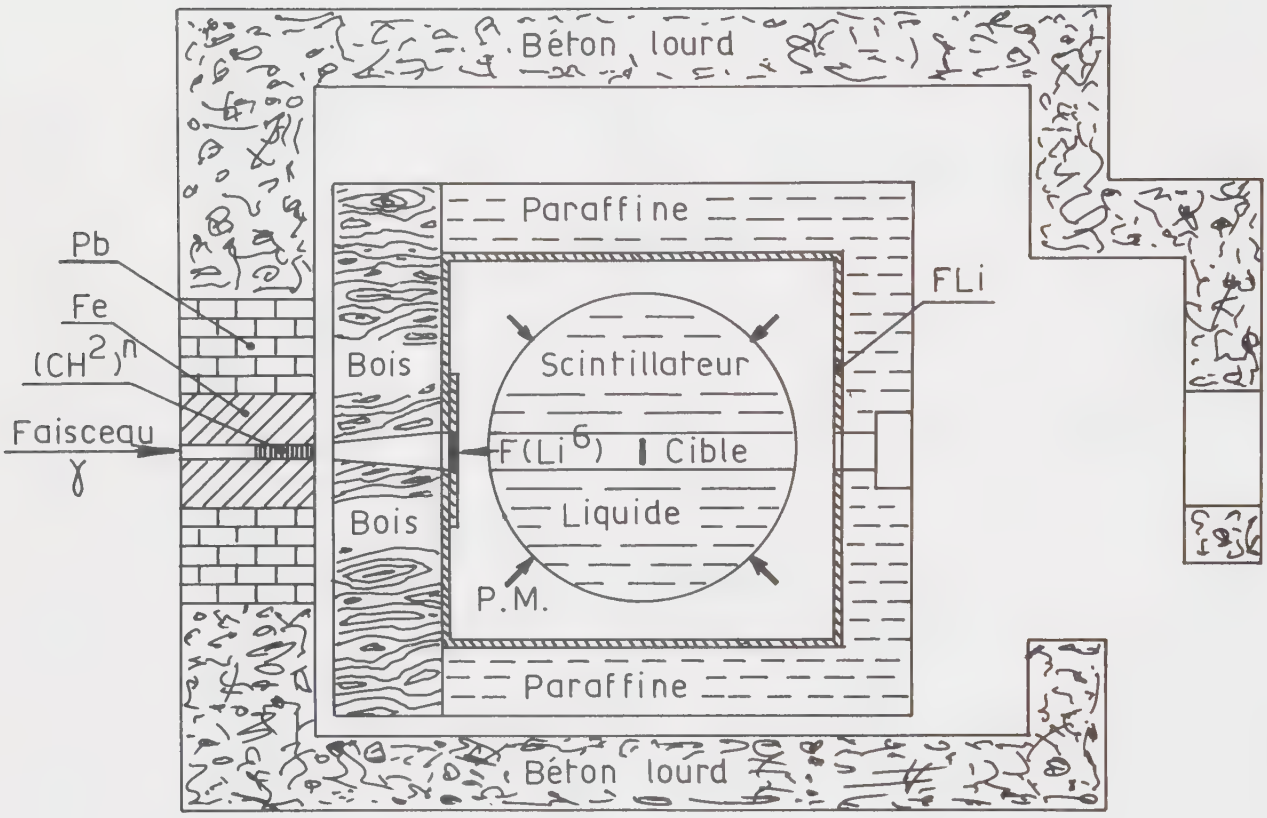
c) spectres calculés des protons pour E_γ = 19,15 MeV.

Fig. I.8



Spectres des protons correspondant à diverses conditions expérimentales pour E_γ = 19,15 MeV.

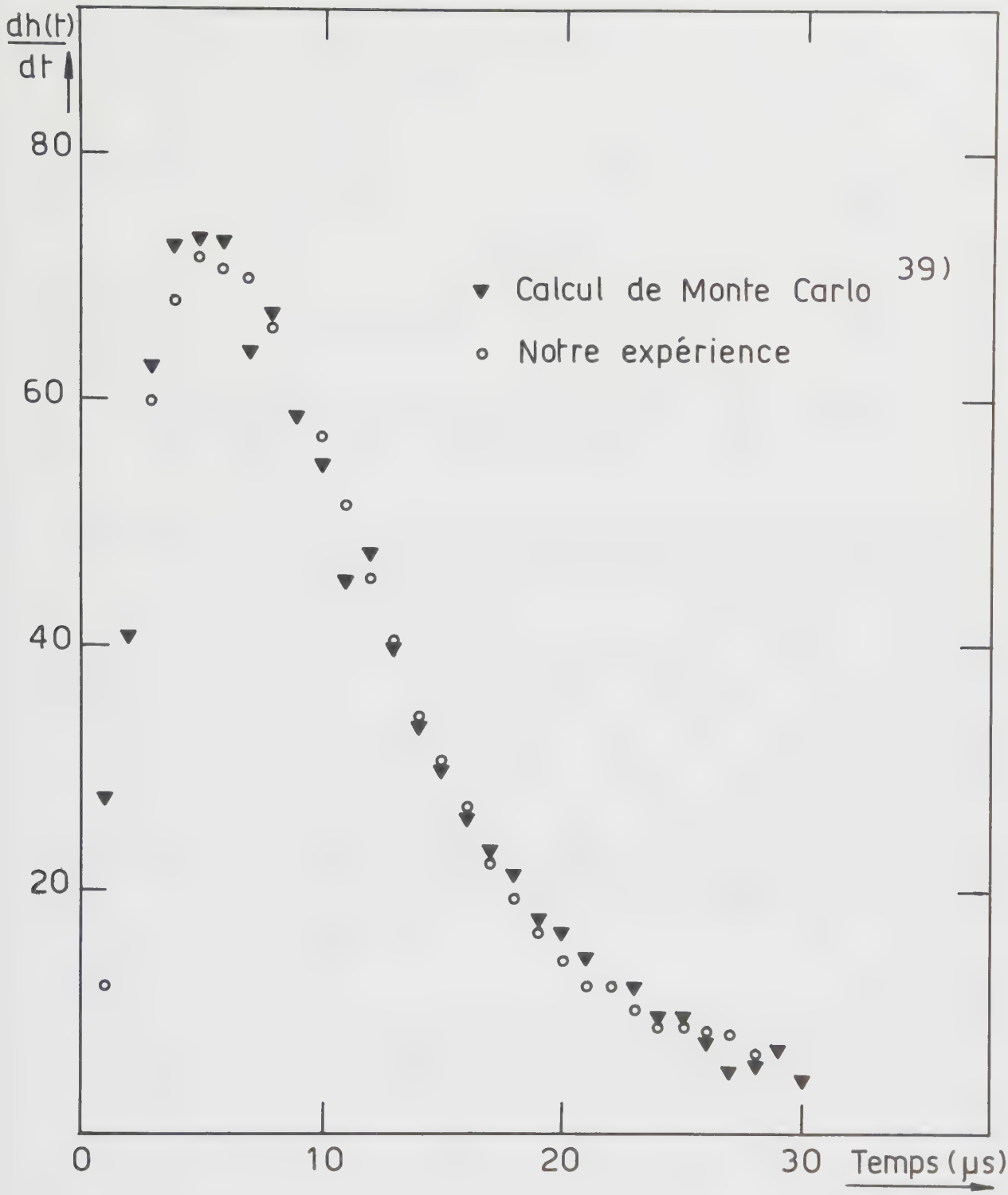
Fig. I.9



Détecteur de photoneutrons avec ses protections

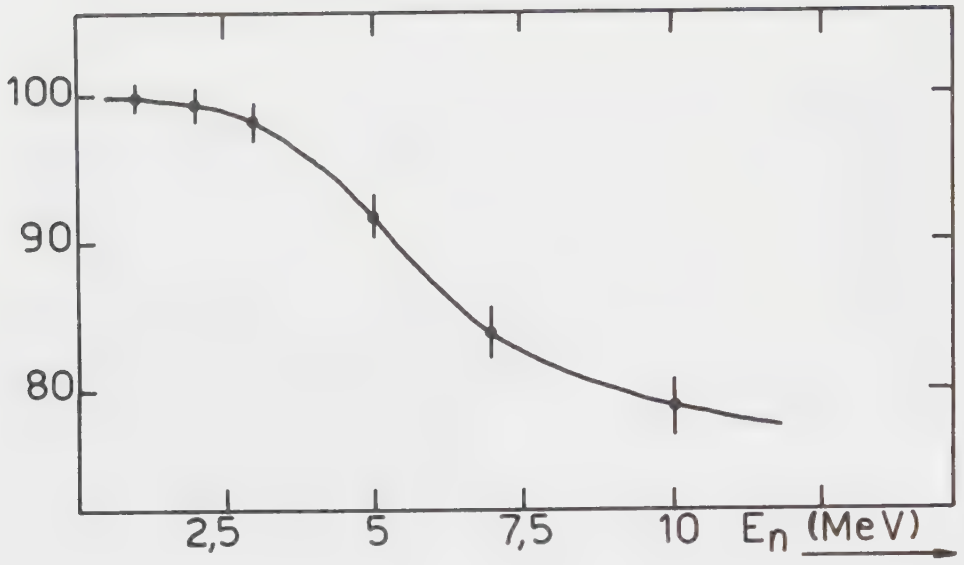
Echelle : 1 mètre

Fig. I.10



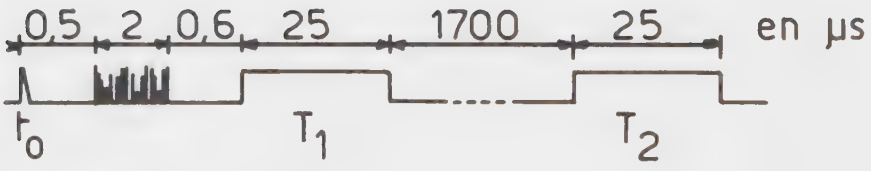
Densité de probabilité de capture en temps des neutrons

Fig. I.11



Efficacité relative calculée de détection des neutrons en fonction de l'énergie des neutrons injectés au centre du détecteur.

Fig. I.12



Séquences et largeurs des portes en temps utilisées lors des expériences photonucléaires. Le temps "zéro" t_o est délivré par l'Accélérateur.

Fig. I.13

Chapitre II

L'INTERACTION ELECTROMAGNETIQUE ET LA RESONANCE GEANTE DIPOLAIRE

Nous nous intéressons, dans ce qui suit, à l'interaction d'un champ électromagnétique, le photon, et d'un système de charges, le noyau ; plus précisément nous voulons évaluer la section efficace d'absorption photonucléaire ou, ce qui revient au même, la probabilité de transition du système (noyau + photon) d'un état initial $|1\rangle$ vers un état final $|2\rangle$. L'espace des états du système total est le produit de l'espace $\mathcal{E}_{noyau}$ des états du noyau seul, et de l'espace $\mathcal{E}_{photon}$ des états du champ libre ; l'hamiltonien $\mathcal{H}$ du système total est la somme de trois termes :

$$\mathcal{H} = H_{noyau} + H_{photon} + H_{interaction} \qquad (II.1)$$

Après un bref rappel sur le champ de photons libres nous rappellerons les principaux résultats concernant l'interaction du noyau et du champ électromagnétique. Nous en tirerons certaines conséquences simples : les règles de somme, dont l'aspect expérimental sera traité dans le dernier chapitre, les deux chapitres suivants étant consacrés aux modèles décrivant la résonance géante.

II.1 LE CHAMP DE PHOTONS LIBRES (40)

II.1.1. Les équations du champ. La théorie classique du rayonnement est fondée sur les équations de Maxwell. Pour une distribution donnée de charge électrique ρ et de courant électrique $\vec{j}$, en l'absence de charge magnétique, celles-ci peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} &\text{Rot } \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \\ &\text{div } \vec{H} = 0 \\ &\text{Rot } \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \\ &\text{div } \vec{E} = 4\pi\rho \end{aligned} \qquad \text{(II.1.1)}$$

et déterminent l'évolution des champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$.

Les densités de charge ρ et de courant $\vec{j}$ satisfont à l'équation de continuité :

$$\text{div } \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \qquad \text{(II.1.2)}$$

évidemment compatible avec les deux dernières équations (II.1.1).

Les équations du champ (II.1.1) peuvent se réduire à un système d'équations plus simples en posant :

$$\vec{H} = \text{Rot } \vec{A} \qquad \text{(II.1.3)}$$

ce qui assure que la deuxième équation (II.1.1) est satisfaite. La première équation (II.1.1) est alors équivalente à :

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{Grad } \phi \qquad \text{(II.1.4)}$$

$\vec{A}$ et ϕ sont les potentiels vecteur et scalaire du champ électromagnétique. Les deux dernières équations (II.1.1) donnent alors :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} - \Delta\vec{A} + \text{Grad}\left(\text{div}\,\vec{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial\phi}{\partial t}\right) = \frac{4\pi}{c}\vec{j}$$

$$- \Delta\phi - \frac{1}{c}\,\text{div}\left(\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right) = 4\pi\rho \quad . \tag{II.1.5}$$

Les équations (II.1.3) et (II.1.4) ne définissent $\vec{A}$ et ϕ qu'à une fonction arbitraire près ; $\chi(t,r)$ étant en effet une fonction arbitraire de l'espace et du temps, ces équations restent satisfaites si l'on y effectue les substitutions :

$$\vec{A} \to \vec{A} - \text{Grad}\,\chi \;;\; \phi \to \phi + \frac{1}{c}\frac{\partial\chi}{\partial t} \;. \tag{II.1.6}$$

Un tel ensemble de substitutions porte le nom de changement de jauge ; cet arbitraire permet de simplifier les équations (II.1.5). En effet, si $\vec{A}_o$ et ϕ_o sont un couple de solutions possibles pour les potentiels $\vec{A}$ et ϕ, déterminons χ par l'équation :

$$\Delta\chi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\chi}{\partial t^2} = \text{div}\,\vec{A}_o + \frac{1}{c}\frac{\partial\phi_o}{\partial t} \tag{II.1.7}$$

En posant alors :

$$\vec{A} = \vec{A}_o - \text{Grad}\,\chi$$

$$\phi = \phi_o + \frac{1}{c}\frac{\partial\chi}{\partial t}$$

on obtient la condition de Lorentz :

$$\text{div}\,\vec{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial\phi}{\partial t} = 0 \tag{II.1.8}$$

Les équations (II.1.5) s'écrivent alors :

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} - \Delta\vec{A} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}$$

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} - \Delta\phi = 4\pi\rho \quad . \tag{II.1.9}$$

Les potentiels $\vec{A}$ et ϕ satisfont donc l'équation des ondes inhomogènes ; ils sont couplés par la condition de Lorentz (II.1.8), propriété de la jauge dite "de Lorentz".

Un autre choix important de jauge, la jauge de Coulomb ou jauge de radiation, est déterminé par la condition :

$$\operatorname{div} \vec{A} = 0 \qquad \text{(II.1.10)}$$

qui entraîne, en particulier, pour la seconde équation (II.1.5) :

$$\Delta\phi = -4\pi\rho \qquad \text{(II.1.11)}$$

qui est l'équation de Poisson : le potentiel scalaire est alors un potentiel statique, c'est le potentiel coulombien. En l'absence de charge, les équations du champ s'écrivent alors simplement ($\phi = 0$) :

$$\begin{aligned} &\Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = 0 \\ &\operatorname{div}\vec{A} = 0 \\ &\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \\ &\vec{H} = \operatorname{Rot}\vec{A} \end{aligned} \qquad \text{(II.1.12)}$$

II.1.2. Hamiltonien du rayonnement libre. Quantification du champ. Comme pour la théorie quantique non relativiste d'un système de particules, la théorie quantique d'un champ, se fondant sur le principe de correspondance, prend comme point de départ le formalisme canonique de Hamilton du champ classique. La seule différence tient au fait qu'on est en présence ici d'un système comportant une infinité de degrés de liberté. L'état dynamique du rayonnement est défini à chaque instant par la donnée du champ transverse $\vec{A}$ et de sa vitesse $\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$. Les champs électrique et magnétique sont reliés à ces deux champs de vecteurs par les équations (II.1.12). Leur évolution au cours du temps est fixée par l'équation du mouvement :

$$\begin{aligned} &\Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = 0 \\ &\operatorname{div}\vec{A} = 0 \ . \end{aligned} \qquad \text{(II.1.13)}$$

La difficulté due au spectre continu de l'opérateur Δ est levée artificiellement en confinant le champ à l'intérieur d'une cavité réfléchissante de grandes dimensions. Les conditions aux limites imposent en effet l'existence d'un nombre discret d'ondes planes. Si on considère un cube de côté L, cela revient à imposer à toute coordonnée du champ f (x,y,z,t) la condition de périodicité :

$$f(x,y,z,t) = f(x+L,y,z,t) = f(x,y+L,z,t) = f(x,y,z+L,t) \qquad \text{(II.1.14)}$$

Une base *réelle* complète de fonctions vectorielles orthonormées est alors donnée par (on se restreint à une hémisphère des vecteurs $\vec{k}$ notée $\vec{k} > 0$) :

$$\begin{aligned} \vec{A}_{k,\lambda}(r) &= \sqrt{\frac{8\pi c^2}{L^3}}\, \vec{e}_{k,\lambda} \cos \vec{k}.\vec{r} \\ \vec{A}_{k,\lambda}(r) &= \sqrt{\frac{8\pi c^2}{L^3}}\, \vec{e}_{k,\lambda} \sin \vec{k}.\vec{r} \end{aligned} \qquad \text{(II.1.15)}$$

avec $\vec{e}_{k,\lambda}.\vec{k} = 0$, en vertu de la seconde équation (II.1.13), et :

$$\int \vec{A}^{*}_{k,\lambda} \cdot \vec{A}_{k',\lambda'}\, d\vec{r} = 4\pi c^2\, \delta_{\vec{k},\vec{k}'} \cdot \delta_{\lambda,\lambda'} \qquad \text{(II.1.16)}$$

Les fonctions vectorielles $\vec{A}_{k,\lambda}(r)$ sont solution de l'équation homogène

$$\Delta \vec{A}_{k,\lambda}(r) + k^2\, \vec{A}_{k,\lambda}(r) = 0 \qquad \text{(II.1.17)}$$

Le vecteur $\vec{k}$ est le vecteur d'onde, dirigé dans le sens de propagation de l'onde. Le vecteur réel $\vec{e}_{k,\lambda}$ est le vecteur unitaire définissant la polarisation de l'onde correspondante, repérée par l'indice λ ; il est orthogonal au vecteur d'onde $\vec{k}$.

Sur cette base le potentiel vecteur $\vec{A}$, réel, est alors développé en série :

$$\vec{A}(r,t) = \sum_{\substack{k,\lambda \\ \vec{k}>0}} \sqrt{\frac{8\pi c^2}{L^3}}\, \vec{e}_{k,\lambda} \left[Q_{k,\lambda,1}(t) \cos \vec{k}.\vec{r} + Q_{k,\lambda,2}(t) \sin \vec{k}.\vec{r} \right] \qquad \text{(II.1.18)}$$

La condition de périodicité définit le vecteur $\vec{k}$ par ses coordonnées :

$$k_x = \frac{2\pi}{L} n_x, \quad k_y = \frac{2\pi}{L} n_y, \quad k_z = \frac{2\pi}{L} n_z$$

avec :

$$n_x, n_y, n_z = 0, 1, 2 \ldots$$

Ainsi dans (II.1.18) la sommation sur k porte, en fait, sur les trois indices n_x, n_y, n_z ; la sommation sur λ porte sur les deux indices λ et μ des vecteurs unitaires $\vec{e}_{k,\lambda}$ et $\vec{e}_{k,\mu}$ formant avec le vecteur k un trièdre rectangle dextrorsum.

L'énergie totale du champ s'écrit classiquement :

$$W = \frac{1}{8\pi} \int (\vec{E}^2 + \vec{H}^2) \, d\vec{r}$$

et on montre aisément, compte tenu des équations (II.1.12), (II.1.18) et de la périodicité que :

$$W = \frac{1}{2} \sum_{\substack{k,\lambda \\ \vec{k}>0}} \left[\left(\frac{\partial Q_{k,\lambda,1}}{\partial t} \right)^2 + \omega_k^2 \, Q_{k,\lambda,1}^2 + \left(\frac{\partial Q_{k,\lambda,2}}{\partial t} \right)^2 + \omega_k^2 \, Q_{k,\lambda,2}^2 \right] \qquad \text{(II.1.19)}$$

De cette forme pour W, on conclut qu'il s'agit d'un système d'oscillateurs harmoniques ; on a donc les variables canoniques :

$$Q_{k,\lambda,\eta} \text{ et } P_{k,\lambda,\eta} = \frac{\partial Q_{k,\lambda,\eta}}{\partial t} \qquad \text{(II.1.20)}$$

et W s'écrit :

$$W = H_{photon} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{k,\lambda,\eta \\ k>0}} \left[P_{k,\lambda,\eta}^2 + \omega_k^2 \, Q_{k,\lambda,\eta}^2 \right] \qquad \text{(II.1.21)}$$

avec $\omega_k = |\vec{k}| c$ et $\eta = 1,2$.

La fonction H_{photon} définie par (II.1.21) est la fonction de Hamilton du rayonnement libre. Le champ libre est ainsi représenté par un ensemble d'oscillateurs indépendants. Comme pour la théorie quantique non relativiste des systèmes

de particules, nous quantifions ce champ en remplaçant les variables canoniques de chaque oscillateur par des opérateurs obéissant aux relations de commutation :

$$\left[P_{k,\lambda,\eta}, Q_{k',\lambda',\eta'}\right] = -i\hbar\, \delta_{\vec{k},\vec{k}'}\, \delta_{\lambda,\lambda'}\, \delta_{\eta,\eta'} \qquad \text{(II.1.22)}$$

On veut maintenant définir les opérateurs de l'oscillateur qui créent ou absorbent un quantum dans l'état $\vec{k},\lambda$. Il faut alors remarquer que les fonctions $\cos \vec{k}.\vec{r}$ et $\sin \vec{k}.\vec{r}$ sont des superpositions d'états d'impulsion $+\vec{k}$ et $-\vec{k}$, et que $\vec{A}(r,t)$ s'écrit :

$$\vec{A} = \sqrt{\frac{8\pi c^2}{L^3}} \sum_{\substack{k,\lambda \\ \vec{k}>0}} \vec{e}_{k,\lambda} \left[\frac{1}{2}\left(Q_{k,\lambda,1} + \frac{1}{i} Q_{k,\lambda,2}\right) e^{i\vec{k}.\vec{r}} + \frac{1}{2}\left(Q_{k,\lambda,1} - \frac{1}{i} Q_{k,\lambda,2}\right) e^{-i\vec{k}.\vec{r}}\right] \qquad \text{(II.1.23)}$$

En posant :

$$q_1 = \frac{\omega_k\, Q_{k,\lambda,1} + i\, P_{k,\lambda,1}}{\sqrt{2\hbar\, \omega_k}} \qquad \text{et} \qquad q_2 = \frac{\omega_k\, Q_{k,\lambda,2} + i\, P_{k,\lambda,2}}{\sqrt{2\hbar\, \omega_k}}$$

on définit les opérateurs :

$$a_{k,\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(q_1 + \frac{q_2}{i}\right) = \frac{1}{2\sqrt{\hbar\omega_k}}\left[\omega_k\, Q_{k,\lambda,1} + i\, P_{k,\lambda,1} + \frac{1}{i}\left(\omega_k\, Q_{k,\lambda,2} + i\, P_{k,\lambda,2}\right)\right] \qquad \text{(II.1.24)}$$

$$\underline{a}_{k,\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(q_1 - \frac{q_2}{i}\right) = \frac{1}{2\sqrt{\hbar\omega_k}}\left[\omega_k\, Q_{k,\lambda,1} + i\, P_{k,\lambda,1} - \frac{1}{i}\left(\omega_k\, Q_{k,\lambda,2} + i\, P_{k,\lambda,2}\right)\right]$$

qui en raison de (II.1.22) vérifient :

$$\left[a_{k,\lambda}, a^{+}_{k',\lambda'}\right] = \delta_{\vec{k},\vec{k}'}\, \delta_{\lambda,\lambda'} \qquad \text{(II.1.25)}$$

où $\vec{k}$ et $\vec{k}'$ ont toutes les directions possibles. La transformation faisant passer des opérateurs P et Q aux opérateurs a et a^+ est une transformation canonique. Exprimant alors $Q_{k,\lambda,\eta}$ et $P_{k,\lambda,\eta}$ en fonction des opérateurs a et a^+, l'hamilto-

nien du rayonnement libre H_{photon} s'écrit :

$$H_{photon} = \sum_{k,\lambda} \left(a^{+}_{k,\lambda} \; a_{k,\lambda} + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_k \qquad \text{(II.1.26)}$$

ou

$$H_{photon} = \sum_{k,\lambda} \left(N_{k,\lambda} + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_k \qquad \text{(II.1.27)}$$

Dans cette dernière expression, l'opérateur :

$$N_{k,\lambda} = a^{+}_{k,\lambda} \; a_{k,\lambda} \qquad \text{(II.1.28)}$$

est l'opérateur nombre de quanta dans l'état $\vec{k},\lambda$. Les opérateurs $a_{k,\lambda}$ et $a^{+}_{k,\lambda}$ sont respectivement les opérateurs d'annihilation et de création d'un quantum dans l'état $\vec{k},\lambda$.

La construction des vecteurs propres de l'opérateur :

$$N = a^{+} \; a \qquad \text{(II.1.29)}$$

où les opérateurs a^{+} et a vérifient la relation de commutation :

$$\left[a, \; a^{+} \right] = 1 \qquad \text{(II.1.30)}$$

donne pour valeurs propres de N, la suite des nombres entiers non négatifs. Si l'on désigne par $|0\rangle$ le vide, le vecteur propre de l'état $\vec{k},\lambda$ est donné par :

$$|k,\lambda\rangle = \frac{\left(a^{+}_{k,\lambda} \right)^{n_{k,\lambda}}}{\sqrt{n_{k,\lambda}\,!}} \; |0\rangle \qquad \text{(II.1.31)}$$

L'état quantique de l'hamiltonien du rayonnement H_{photon} est alors défini par son énergie :

$$E_{n_{k,\lambda} \; n_{k'\lambda'} \; \cdots} = \sum_{k,\lambda} \left(n_{k,\lambda} + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_k \; , \qquad \text{(II.1.32)}$$

et par son vecteur propre :

$$|n_{k\lambda}\ n_{k'\lambda'}\ \ldots> = \prod_{k,\lambda} \frac{(a^{+}_{k,\lambda})^{n_{k,\lambda}}}{\sqrt{n_{k,\lambda}!}} |0> \qquad \text{(II.1.33)}$$

Ainsi, le champ apparaît comme un ensemble d'oscillateurs quantifiés, chaque nombre quantique $n_{k,\lambda}$ représentant le nombre de quanta de vibration relatif à un mode normal de vibration particulier ; mais $n_{k,\lambda}$ peut aussi représenter le nombre de corpuscules dans l'état k,λ d'énergie ω_k. Cette interprétation exige que l'énergie totale d'un état dynamique donné soit la somme des énergies des corpuscules présents dans cet état. Il suffit pour cela de considérer l'hamiltonien :

$$H_{photon} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{k,\lambda \\ \vec{k} > 0}} \left(P^2_{k,\lambda,1} + \omega_k^2\, Q^2_{k,\lambda,1} + P^2_{k,\lambda,2} + \omega_k^2\, Q^2_{k,\lambda,2} - \hbar\omega_k \right) \qquad \text{(II.1.34)}$$

ce qui n'affecte évidemment pas les équations du mouvement. Le nouvel hamiltonien du rayonnement libre quantifié s'écrira :

$$H_{photon} = \sum_{k,\lambda} N_{k,\lambda}\, \hbar\omega_k \qquad \text{(II.1.35)}$$

le vide est alors d'énergie nulle.

Le potentiel vecteur (II.1.18) devient alors l'opérateur :

$$A = \sqrt{\frac{8\pi c^2}{L^3}} \sum_{\substack{k,\lambda \\ \vec{k} > 0}} \sqrt{\frac{\hbar}{\omega_k}}\ \vec{e}_{k,\lambda} \left[\frac{a_{k,\lambda} + a^{+}_{-k,\lambda}}{2}\, e^{i\vec{k}.\vec{r}} + \frac{a^{+}_{k,\lambda} + a_{-k,\lambda}}{2}\, e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \right]$$

ou :

$$A = \sum_{k,\lambda} \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k}} \left[a_{k,\lambda}\, \vec{B}_{k,\lambda} + a^{+}_{k,\lambda}\, \vec{B}^{*}_{k,\lambda} \right] \qquad \text{(II.1.36)}$$

en définissant :

$$\vec{e}_{-k,\lambda} = \vec{e}_{k,\lambda} \quad \text{et} \quad \vec{B}_{k,\lambda} = \sqrt{\frac{4\pi c^2}{L^3}}\, \vec{e}_{k,\lambda}\, e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

Enfin les éléments de matrice des opérateurs $a_{k,\lambda}$ et $a^{+}_{k,\lambda}$ sur la base des vecteurs propres (II.1.33) de H_{photon} sont :

$$\langle \ldots n_{k'',\lambda''} \ldots n'_{k,\lambda} \ldots | a^{+}_{k,\lambda} | \ldots n_{k,\lambda} \ldots n_{k'',\lambda''} \ldots \rangle = \sqrt{n_{k,\lambda}+1}\ \delta_{n_{k,\lambda}+1,\, n'_{k,\lambda}}$$

$$\langle \ldots n_{k'',\lambda''} \ldots n'_{k,\lambda} \ldots | a_{k,\lambda} | \ldots n_{k,\lambda} \ldots n_{k'',\lambda''} \ldots \rangle = \sqrt{n_{k,\lambda}}\ \delta_{n_{k,\lambda}-1,\, n'_{k,\lambda}} \qquad \text{(II.1.37)}$$

II.1.3. Développement multipolaire. Au lieu de prendre pour base des ondes planes, comme dans (II.1.36), on peut utiliser des ondes sphériques, correspondant chacune à une valeur déterminée du moment cinétique et de la parité.

Si l'on désigne alors par $\vec{u}$, $\vec{v}$ et $\vec{w}$ les vecteurs unitaires des trois axes cartésiens Ox, Oy et Oz et si on effectue le changement d'axes suivant :

$$\vec{\alpha}_{+1} = -\frac{\vec{u} + i\vec{v}}{\sqrt{2}}\ , \quad \vec{\alpha}_{o} = \vec{w}\ , \quad \vec{\alpha}_{-1} = \frac{\vec{u} - i\vec{v}}{\sqrt{2}} \qquad \text{(II.1.38)}$$

on peut montrer aisément que tout vecteur $\vec{A}$, décomposé suivant cette base, soit :

$$\vec{A} = a\,\vec{\alpha}_{+1} + b\,\vec{\alpha}_{o} + c\,\vec{\alpha}_{-1} \qquad \text{(II.1.39)}$$

est en fait décomposé sur les états propres de S^2 et de S_z du spin S=1.

Tout champ de vecteurs $\vec{A}(r,\theta,\phi)$ pourra s'exprimer sous la forme suivante :

$$\vec{A}(r,\theta,\phi) = a(r,\theta,\phi)\,\vec{\alpha}_{+1} + b(r,\theta,\phi)\,\vec{\alpha}_{o} + c(r,\theta,\phi)\,\vec{\alpha}_{-1} \qquad \text{(II.1.40)}$$

où chacune des amplitudes a, b et c pourra être analysée en harmoniques sphériques. On écrira ainsi :

$$a(r,\theta,\phi) = \sum_{L,M} \mathbf{a}^{M}_{L}(r)\ Y^{M}_{L}(\theta,\phi) \qquad \text{(II.1.41)}$$

et on aura deux équations analogues pour $b(r,\theta,\phi)$ et $c(r,\theta,\phi)$.

Le théorème d'addition des moments cinétiques permet de passer de (II.1.40) à une décomposition du champ A en états propres du moment angulaire total J=L+S, en utilisant les fonctions sphériques vectorielles définies par :

$$\vec{Y}^{M}_{J,L,1} = \sum_{m=-1}^{m=+1} Y_L^{M-m}(\theta,\phi)\ \vec{\alpha}_m\ \langle L,1,\ M-m,\ m \mid JM\rangle \qquad \text{(II.1.42)}$$

On désigne également ces fonctions par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{Y}^{M}_{J,J+1,1} &= \vec{\chi}^{M}_{J^+} \\ \vec{Y}^{M}_{J,J,1} &= \vec{\chi}^{M}_{J_o} = \frac{1}{\sqrt{J(J+1)}}\ \vec{L}\ Y^{M}_{J}(\theta,\phi) \\ \vec{Y}^{M}_{J,J-1,1} &= \vec{\chi}^{M}_{J^-} \end{aligned} \qquad \text{(II.1.43)}$$

où $\vec{L}$ est l'opérateur moment angulaire.

Par analogie avec le paragraphe II.1.2, on impose au champ électromagnétique d'être confiné à l'intérieur d'une sphère réfléchissante de grand rayon R, et on considère alors les fonctions de Bessel sphériques $\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ k_n c\ j_{J'}(k_n r)$ normalisées à $4\pi c^2$ sur la sphère, avec $k_n = \frac{\pi}{R}\ (n + J'/2)$.

Dans ces conditions les trois champs vectoriels :

$$\begin{aligned} &\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ k_n c\ j_{J+1}\ (k_n r)\ \vec{\chi}^{M}_{J^+}\ (\theta,\phi) \\ &\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ k_n c\ j_{J}\ (k_n r)\ \vec{\chi}^{M}_{J_o}\ (\theta,\phi) \\ &\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ k_n c\ j_{J-1}\ (k_n r)\ \vec{\chi}^{M}_{J^-}\ (\theta,\phi) \end{aligned} \qquad \text{(II.1.44)}$$

sont tous trois solutions de l'équation de propagation :

$$\Delta\vec{A} + k^2\ \vec{A} = 0$$

avec pour valeurs propres k_n^2, J(J+1) et M.

La condition supplémentaire de transversalité, div $\vec{A} = 0$, élimine la possibilité J=0 et fixe la base vectorielle complète et orthonormée sur laquelle pourra être développé le potentiel vecteur $\vec{A}$.

Cette base s'obtient à partir de combinaisons linéaires indépendantes des trois champs vectoriels (II.1.44) et peut s'écrire :

$$\vec{A}^{mag}_{J,M} = i\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ kc\ \frac{1}{\sqrt{J(J+1)}}\ j_J(kr)\ \vec{L}\ Y^M_J\ (\theta,\phi)$$

$$\vec{A}^{élec}_{J,M} = \sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ c\ \frac{1}{\sqrt{J(J+1)}}\ \text{Rot}\left[j_J(kr)\ \vec{L}\ Y^M_J(\theta,\phi)\right] \qquad \text{(II.1.45)}$$

Ces champs vectoriels ont respectivement pour parité $(-1)^J$ et $(-1)^{J+1}$. Aux potentiels vecteurs $\vec{A}^{mag.}_{JM}$ et $\vec{A}^{élec.}_{JM}$ correspondent respectivement un champ magnétique et un champ électrique 2^J polaire.

Par analogie avec le paragraphe (II.1.2), le potentiel vecteur $\vec{A}$ devient, sur la base du développement multipolaire, l'opérateur :

$$A = \sum_{k,J,M,\sigma} \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k}}\left[a^{\sigma}_{k,J,M}\ \vec{A}^{\sigma}_{J,M} + a^{\sigma+}_{k,J,M}\ \vec{A}^{\sigma\ *}_{J,M}\right] \qquad \text{(II.1.46)}$$

Dans cette expression σ désigne l'une des deux abréviations "mag." ou "élec.", et les opérateurs $a^{\sigma}_{k,J,M}$ et $a^{\sigma\ +}_{k,J,M}$ sont respectivement les opérateurs d'annihilation et de création d'un quantum "σ" dans l'état J,M et $k = \omega_k/c$, dont les éléments de matrice sont donnés par (II.1.37).

II.2 LE CHAMP DE PHOTONS ET LE NOYAU : L'HAMILTONIEN D'INTERACTION (40)

II.2.1. Fonction de Hamilton d'une particule chargée dans un champ électromagnétique $(\vec{A}, \Phi)$: Rappelons les propriétés dynamiques d'une particule classique de masse au repos m_o, et de charge q, placée dans un champ électromagnétique $(\Phi,\vec{A})$. La vitesse de cette particule étant :

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \qquad \text{(II.2.1)}$$

on définit sa masse relativiste M et sa quantité de mouvement $\vec{\Pi}$ par :

$$M = \frac{m_o}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{et} \quad \vec{\Pi} = M \vec{v} \tag{II.2.2}$$

d'où l'on tire :

$$M^2c^2 - \vec{\Pi}^2 = m_o^2 c^2 \qquad (M > 0) \tag{II.2.3}$$

En présence du champ électromagnétique cette particule suit une trajectoire définie par l'équation :

$$\frac{d\vec{\Pi}}{dt} = q\left[\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v} \wedge \vec{H}\right] = \vec{F} \tag{II.2.4}$$

où $\vec{F}$ désigne la force de Lorentz.

La fonction de Hamilton dont dérivent les équations du mouvement (II.2.1) et (II.2.4) s'écrit :

$$H_{part.} = q\phi + c\sqrt{m_o^2 c^2 + (\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A})^2} \tag{II.2.5}$$

où :

$$\vec{p} = \vec{\Pi} + \frac{e}{c}\vec{A} \tag{II.2.6}$$

est l'impulsion canonique de la particule.

II.2.2. Hamiltonien du système formé par le noyau et le champ de photons :
Ce qui précède peut se généraliser au cas de Z particules chargées en présence d'un champ de rayonnement. Supposons tout d'abord que les forces nucléaires sont absentes et formons l'hamiltonien du système constitué par Z protons en interaction avec le champ électromagnétique. Dans la jauge de radiation, l'hamiltonien total s'écrit :

$$\mathcal{H}' = H_{photon} + H_{coulomb} + \sum_{i=1}^{Z} H_i \tag{II.2.7}$$

Dans cette expression H_{photon} représente l'hamiltonien du rayonnement libre, $H_{coulomb}$, l'interaction coulombienne mutuelle des protons et H_i l'hamiltonien de Dirac de la ième particule en présence du champ $\vec{A}$, soit :

$$H_{photon} = \sum_{k,\lambda} N_{k,\lambda}\, \hbar\omega_k$$

$$H_{coulomb} = \sum_{i<k}^{Z} \frac{e_i\, e_k}{|\vec{r}_i - \vec{r}_k|} \qquad \text{(II.2.8)}$$

$$H_i = \vec{\alpha}_i \left[\vec{p}_i - \frac{e}{c}\vec{A}(i)\right] + \beta_i\, m_i \qquad \text{(II.2.9)}$$

Dans (II.2.9) $\vec{\alpha}_i$ et β_i sont les matrices de Dirac relatives au ième proton. A l'approximation non relativiste H_i donne, déduction faite de la masse au repos :

$$(H_i)_{n.r.} = \frac{1}{2m_i}\left(\vec{p}_i - \frac{e}{c}\vec{A}(i)\right)^2 - \mu_i \frac{e\hbar}{2m_i c}\vec{\sigma} \cdot \text{Rot}\, \vec{A}(i) \qquad \text{(II.2.10)}$$

expression dans laquelle m_i est la masse du proton, $\mu_i \frac{e\hbar}{2m_i c}$ son moment magnétique et $\vec{\sigma}$ le vecteur de spin de Pauli. En développant (II.2.10) au premier ordre $\frac{1}{c}$, on a :

$$(H_i)_{n.r.} \simeq \frac{p_i^2}{2m_i} - \frac{e}{m_i c}\,\frac{\vec{p}_i.\vec{A}(i) + \vec{A}(i).\vec{p}_i}{2} - \mu_i \frac{e\hbar}{2m_i c}\vec{\sigma}.\ \text{Rot}\, \vec{A}(i) \qquad \text{(II.2.11)}$$

On peut montrer que le terme de couplage proton-rayonnement dans (II.2.11) peut s'écrire, à l'approximation non relativiste :

$$H_i' = -\frac{1}{c}\int \vec{j}(i)\, \vec{A}(i)\, d\vec{r}_i \qquad \text{(II.2.12)}$$

où $\vec{j}(i)$ est le vecteur densité de courant de la ième particule.

L'hamiltonien total (II.2.7) devient donc :

$$\mathcal{H} = H_{photon} + H_{coulomb} + \sum_{i=1}^{Z} \frac{p_i^2}{2m_i} - \frac{1}{c}\int \vec{j}.\ \vec{A}\, d\vec{r} \qquad \text{(II.2.13)}$$

On définit pour le noyau formé de N neutrons et de Z protons en interaction nucléaire, avec une interaction à deux corps v_{ik}, l'hamiltonien H_{noyau} par :

$$H_{noyau} = \sum_{i=1}^{N+Z} \frac{p_i^2}{2m_i} + H_{coulomb} + \sum_{i<k}^{N+Z} v_{ik} \qquad (II.2.14)$$

L'hamiltonien total (II.1) du système formé par le noyau en interaction avec le champ électromagnétique s'écrit alors, dans la jauge de radiation et dans l'approximation non relativiste :

$$\mathcal{H} = H_{photon} + H_{noyau} - \frac{1}{c} \int \vec{j} . \vec{A} \, d\vec{r} \qquad (II.2.15)$$

l'hamiltonien d'interaction étant donné par :

$$H_{int} = - \frac{1}{c} \int \vec{j} . \vec{A} \, d\vec{r} \, . \qquad (II.2.16)$$

Dans (II.2.16) nous avons, en outre, négligé le terme d'interaction $\frac{e^2}{2mc^2} \vec{A}^2$, de même que l'on négligera les termes du second ordre de la méthode des perturbations. Ces termes correctifs correspondent à l'absorption ou à l'émission de deux quanta, pour lesquelles les probabilités de transition sont d'un ordre de grandeur plus petit.

II.3 ABSORPTION D'UN PHOTON PAR UN NOYAU

Dans (II.2.15) le terme d'interaction (II.2.16) couple le noyau au champ électromagnétique permettant ainsi des échanges d'énergie entre ces deux parties du système total. Nous nous intéressons en particulier au cas où le noyau absorbe un photon k,τ ; l'indice τ permet de repérer les différents nombres quantiques nécessaires σ, J, M ou les différents états de polarisation λ.

L'état initial $|1\rangle$ du système est défini par l'état initial $|i\rangle$ du noyau et $|n_{k,\tau}\rangle$ du champ de photons ; l'état final $|2\rangle$ est défini par l'état final $|f\rangle$ du noyau et $|n'_{k,\tau}\rangle$ du champ. Puisque nous nous intéressons uniquement au cas de l'absorption, nous ne conserverons dans le développement de A que les termes qui

contiennent les opérateurs d'annihilation $a_{k,\tau}$, dont les éléments de matrice sont donnés par (II.1.37). Considérant alors H_{int}, dans (II.2.15), comme une perturbation apportée à l'hamiltonien non perturbé $H_o = H_{photon} + H_{noyau}$, la probabilité de transition par unité de temps, P, est donnée par la méthode des perturbations (règle de Fermi) et s'écrit :

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| <2| - \frac{1}{c} \int \vec{j}. \left(\frac{\hbar}{2\omega_k}\right)^{1/2} a_{k,\tau} \vec{A}_{k,\tau} \, d\vec{r} |1>\right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega_k) \qquad (II.3.1)$$

où E_i et E_f sont les énergies des états initial et final du noyau. On a donc :

$$P = n_{k,\tau} \frac{\pi\hbar}{c^2} \frac{1}{E_f - E_i} \left| <f| \int \vec{j}. \vec{A}_{k,\tau} \, d\vec{r} |i> \right|^2 . \qquad (II.3.2)$$

La section efficace d'absorption σ_{if} du processus dans lequel le noyau passe de l'état $|i>$ à l'état $|f>$ en ayant absorbé un photon k,τ s'obtient en divisant P par le flux de photons incidents.

Nous allons maintenant examiner l'élément de matrice de transition qui intervient dans (II.3.2).

L'élément de matrice de transition. Le théorème de Siegert [41]. Dans l'élément de matrice M_{if} défini par :

$$M_{if} = <f| \int \vec{j}. \vec{A}_{k,\tau} \, d\vec{r} |i> \qquad (II.3.3)$$

$\vec{j}$ est le vecteur densité de courant au point $\vec{r}$, et $\vec{A}_{k,\tau}$ définit la composante du champ électromagnétique au point $\vec{r}$ donnée par (II.1.36) ou (II.1.45).

Pour des transitions mettant en jeu des niveaux discrets du noyau, de spin et de parité bien définis, les règles de sélection de moment angulaire et de parité imposent les conditions suivantes :

$$|J_i - J_f| \leq J_{radiation} \leq J_i + J_f$$

$$(-1)^{\pi_i+\pi_f} = (-1)^{J_{radiation}} \qquad \text{pour les multipôles électriques}$$

$$(-1)^{\pi_i+\pi_f} = (-1)^{J_{radiation}+1} \qquad \text{pour les multipôles magnétiques}$$

où J_i, π_i, J_f, π_f sont respectivement les spins et les parités des états initial et final du noyau, $J_{radiation}$ est le moment angulaire du rayonnement absorbé.

Dans le cas de résonance géante, les énergies d'excitation du noyau sont de l'ordre de 15 à 20 MeV, ce qui correspond à la région du continu où de nombreux niveaux se recouvrent. Il est a priori impossible d'assigner un spin et une parité bien définis à l'état final : il faudrait donc calculer les différents éléments de matrice M_{if}. Or, s'il est facile d'exprimer les composantes $\vec{A}_{k,\tau}$ du champ électromagnétique, il n'en est pas de même pour le courant $\vec{j}$. On a vu, qu'à l'approximation non relativiste, $\vec{j}$ contient un terme dû au courant de convection et un terme dû au moment magnétique du nucléon (II.2.11). Mais $\vec{j}$ contient aussi un terme dû au courant d'échange mésonique, que l'on ne sait exprimer et qu'on ne peut a priori négliger.

Cependant lorsque l'on écrit explicitement les différents termes du développement multipolaire (II.1.46) on s'aperçoit que dans la limite des grandes longueurs d'onde ($kr \ll 1$) les termes dipolaires électriques sont prépondérants, dans la mesure où aucune règle de sélection n'impose une transition multipolaire particulière.

En effet, dans le cas de multipôles électriques, l'élément de matrice M_{if} s'écrit :

$$M_{if} = \langle f | \int \vec{j} . \vec{A}^{élec.}_{JM} \, d\vec{r} | i \rangle \qquad \text{(II.3.4)}$$

avec :

$$A^{élec}_{JM} = c \sqrt{\frac{8\pi}{R}} \frac{1}{\sqrt{J(J+1)}} \text{Rot} \left[j_J(kr) \vec{L} Y^M_J(\theta,\phi) \right]$$

Si $kr \ll 1$, on peut écrire :

$$j_J(kr) \simeq \frac{(kr)^J}{(2J+1)!!} \qquad \text{(II.3.5)}$$

et

$$\mathrm{Rot}\left[j_J(kr)\ \vec{L}\ Y_J^M(\theta,\phi)\right] \simeq i\ \frac{J+1}{(2J+1)!!}\ \mathrm{Grad}\ (kr)^J\ Y_J^M(\theta,\phi) \qquad \text{(II.3.6)}$$

En tenant compte des conditions aux limites sur la surface de la sphère limitant le volume d'intégration, et de la conservation de la charge (II.1.2), M_{if} devient :

$$M_{if} \simeq c\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ \frac{J+1}{(2J+1)!!\ \sqrt{J(J+1)}}\ i\ \langle f|\ \int (kr)^J\ Y_J^M(\theta,\phi)\ \mathring{\rho}\ d\vec{r}\,|i\rangle \qquad \text{(II.3.7)}$$

où $\mathring{\rho}$ est la dérivée par rapport au temps de la densité de charges ρ. Mais dans la représentation de Heisenberg on peut écrire :

$$\mathring{\rho} = \frac{i}{\hbar}\left[H_{noyau},\ \rho\right] \qquad \text{(II.3.8)}$$

d'où :

$$M_{if} \simeq -\ c\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ \frac{J+1}{(2J+1)!!\ \sqrt{J(J+1)}}\ \frac{E_f-E_i}{\hbar}\ \langle f|\ \int (kr)^J\ Y_J^M(\theta,\phi)\ \rho\ d\vec{r}\,|i\rangle \qquad \text{(II.3.9)}$$

Le résultat (II.3.7) est connu sous le nom de théorème de Siegert : à l'approximation non relativiste et dans la limite des grandes longueurs d'onde l'élément de matrice des transitions électriques ne dépend explicitement que de la densité de charge, il ne fait pas intervenir les courants d'échange ; cependant les forces d'échange, si elles existent, interviennent dans le calcul des fonctions d'onde $|i\rangle$ et $|f\rangle$.

Si on suppose que la charge est localisée :

$$\rho = \sum_{\alpha=1}^{Z} e_\alpha\ \delta(\vec{r} - \vec{r}_\alpha) \qquad \text{(II.3.10)}$$

l'élément de matrice M_{if} de la transition électrique J, M est, dans la limite de validité du théorème de Siegert :

$$M_{if} = -\ c\sqrt{\frac{8\pi}{R}}\ \frac{J+1}{(2J+1)!!\ \sqrt{J(J+1)}}\ \frac{E_f-E_i}{\hbar}\ \sum_{\alpha=1}^{Z} e_\alpha \langle f|\,(kr_\alpha)^J\ Y_J^M(\theta_\alpha,\phi_\alpha)\,|i\rangle \qquad \text{(II.3.11)}$$

Il est proportionnel à $(kr_\alpha)^J$: les transitions dipolaires électriques seront donc prépondérantes, à moins d'être interdites par une règle de sélection particulière.

Dans le cas des transitions multipolaires magnétiques, on peut en première approximation ne tenir compte que des courants de convection et comparer les éléments de matrice ainsi obtenus aux éléments de matrice des transitions électriques de même ordre multipolaire. Par des considérations assez qualitatives, Blatt et Weisskopf (40) estiment le rapport $M_{if}^{mag}/M_{if}^{élec}$, pour des transitions de même ordre multipolaire, à environ $\frac{v}{c}$ ou au plus à 10 $(\frac{v}{c})^2$ en prenant en considération les courants de magnétisation, v étant la vitesse des nucléons dans le noyau. Si on suppose que les nucléons sont non relativistes, on pourra négliger ces transitions.

II.4 CARACTERE DIPOLAIRE ELECTRIQUE DE LA RESONANCE GEANTE - LES REGLES DE SOMME

II.4.1. Section efficace d'absorption dipolaire : On considère l'approximation des grandes longueurs d'onde comme valable et pour simplifier l'écriture on développe le champ électromagnétique en ondes planes (II.1.36). Dans l'approximation dipolaire E1, $e^{i\,k.r} \simeq 1$; pour un état de polarisation donné, de vecteur unitaire $\vec{u}$, l'opérateur A intervenant dans le calcul de l'élément de matrice M_{if} se réduit à :

$$A = \sqrt{\frac{4\pi c^2}{L^3}}\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k}}\; a_{k,u}\; \text{Grad}\; \vec{u}.\vec{r} \qquad \text{(II.4.1)}$$

En tenant compte de (II.3.8), et pour la distribution de charge (II.3.10), la probabilité de transition par unité de temps P (II.3.2) s'écrit :

$$P = \frac{4\pi^2}{L^3}\; n_{k,u}\; \frac{E_f - E_i}{\hbar}\; |\langle f|\; \sum_\alpha e_\alpha\; \vec{u}.\vec{r}_\alpha\; |i\rangle|^2 \qquad \text{(II.4.2)}$$

La section efficace d'absorption dipolaire d'un photon d'énergie $E_f - E_i$, le noyau passant de l'état initial $|i\rangle$ à l'état final $|f\rangle$, s'obtient en divisant P par le flux de photons $n_{k,u}\,\frac{c}{L^3}$ d'où :

$$\sigma_{if} = \frac{4\pi^2}{\hbar c} (E_f - E_i) \left| \langle f | \sum_\alpha e_\alpha \vec{u}.\vec{r}_\alpha | i \rangle \right|^2 \qquad (II.4.3)$$

Dans cette expression, si on désigne par x_α la projection, sur la direction de polarisation $\vec{u}$, du déplacement de la charge dû à l'interaction, $D = \sum_\alpha e_\alpha x_\alpha$ est le moment électrique dipolaire du noyau induit par le champ électromagnétique. On retrouve, dans ce cas particulier, le résultat donné par le théorème de Siegert.

Cependant, dans le cas nucléaire, il ne suffit pas de sommer sur les Z charges protoniques. Il faut aussi tenir compte du recul du noyau. Ceci peut se faire en décomposant le mouvement du noyau en mouvement du centre de masse et en mouvement des nucléons autour du centre de masse.

L'interaction du champ électromagnétique avec le centre de masse donne naissance à la diffusion Thomson nucléaire que nous ne considérons pas ici, car elle ne fait pas intervenir les coordonnées nucléaires internes. Par ailleurs, dans le système du centre de masse, le moment électrique dipolaire du noyau s'écrit :

$$D = \sum_{\alpha=1}^{Z} e_\alpha x'_\alpha \qquad (II.4.4)$$

avec :

$$x'_\alpha = x_\alpha - \sum_{\alpha=1}^{A=N+Z} \frac{x_\alpha}{A} \qquad (II.4.5)$$

d'où :

$$D = \frac{N}{A} e \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} e \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta \qquad (II.4.6)$$

où l'on a posé $e = e_\alpha$.

Cela revient à attribuer aux nucléons, dans le cas de l'interaction dipolaire électrique, les charges effectives $\frac{N}{A} e$ pour les protons et $-\frac{Z}{A} e$ pour les neutrons.

(II.4.3) donne alors :

$$\sigma_{if} = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} (E_f - E_i) \left| \langle f \right| \frac{N}{A} \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta \left| i \right\rangle \right|^2 \qquad \text{(II.4.7)}$$

ce concept de charge effective peut se généraliser au cas de transitions multipolaires électriques d'ordre J ; on montre en particulier que l'on a [33] :

$$q_{eff} = e \left\{ \left(\frac{A-1}{A}\right)^J + (-1)^J \frac{Z-1}{A^J} \right\} \quad \text{pour les protons}$$

$$q_{eff} = e\,(-1)^J \frac{Z}{A^J} \qquad \text{pour les neutrons}$$

Enfin lorsque la transition dipolaire électrique s'effectue entre des états bien définis du noyau, l'état final est soumis aux règles de sélection suivantes :

$$\left| J_i - 1 \right| \leq J_f \leq J_i + 1$$

$$(-1)^{\pi_f} = (-1)^{\pi_i + 1} \quad .$$

Et si les forces nucléaires sont indépendantes de la charge, le spin isotopique T est un bon nombre quantique, on a alors [40] :

$$\Delta T = 0, 1$$

avec la condition supplémentaire suivante : la transition $\Delta T=0$ est interdite pour les noyaux self conjugués (T=0). En fait, malgré l'interaction coulombienne qui viole la symétrie de charge supposée de l'hamiltonien, le spin isotopique se révèle être un bon nombre quantique comme le prouve l'existence des états analogues et comme nous le verrons au chapitre IV dans le cas des noyaux à nombre de masse A voisin de 90.

II.4.2. La règle de somme dipolaire de Thomas, Reiche et Kühn (T.R.K.) [41,42].

Désignons par D_1 l'opérateur à un corps $\frac{N}{A} \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta$ et par H_1 l'hamiltonien nucléaire du système, on peut écrire :

$$(E_f - E_i) \langle f|D_1|i\rangle = \langle f| \left[H_1, D_1\right] |i\rangle$$

$$(E_i - E_f) \langle i|D_1|f\rangle = \langle i| \left[H_1, D_1\right] |f\rangle$$

La relation (II.4.7) se met alors sous la forme :

$$\sigma_{if} = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} \{\langle i|D_1|f\rangle \langle f| \left[H_1, D_1\right] |i\rangle - \langle i| \left[H_1, D_1\right] |f\rangle \langle f|D_1|i\rangle\}$$

d'où l'on obtient en utilisant la relation de fermeture :

$$\sum_f \sigma_{if} = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} \langle i| \left[D_1, \left[H_1, D_1\right]\right] |i\rangle \qquad \text{(II.4.8)}$$

Pour un hamiltonien de la forme :

$$H_1 = \frac{1}{2m} \sum p_k^2 + v$$

où m désigne la masse des nucléons, on montre sans difficulté en utilisant la relation $\left[p_\alpha, x_\alpha\right] = \left[p_\beta, x_\beta\right] = -i\hbar$ que l'on a :

$$\sum_f \sigma_{if} = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} + \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} \langle i| \left[D_1, \left[v, D_1\right]\right] |i\rangle \quad . \qquad \text{(II.4.9)}$$

En particulier, dans le cas d'un potentiel v qui commute avec l'opérateur position, ce qui est le cas en physique atomique, nous avons la règle de somme de Thomas, Reiche et Kühn :

$$\sum_f \sigma_{if} = \int \sigma(E)\, dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} \qquad \text{(II.4.10)}$$

En réalité, cette expression a été établie pour un système quantique à une seule charge e, de masse m, pour lequel on définit la quantité sans dimension :

$$f_{if} = \frac{2m}{\hbar^2} (E_f - E_i) \left|\langle f|x|i\rangle\right|^2 \qquad \text{(II.4.11)}$$

où x est la projection, sur la direction de polarisation, du déplacement de la charge dû à l'interaction. Cette quantité porte le nom de "force d'oscillateur" et décrit l'absorption d'un photon d'énergie $E_f - E_i$, le système quantique passant

de l'état $|i\rangle$ à l'état $|f\rangle$. Il est classique d'écrire alors (II.4.7) sous la forme :

$$\sigma_{if} = 2\pi^2 e^2 \frac{\hbar}{mc} \frac{NZ}{A} f_{if} \qquad \text{(II.4.12)}$$

La règle de somme de Thomas, Reiche et Kühn s'écrit alors : $\sum_f f_{if} = 1$.

En physique nucléaire, l'hamiltonien nucléaire est de la forme :

$$H_{noyau} = \sum_k \frac{p_k^2}{2m_k} + \sum_{k<\ell} v_{k\ell}$$

et la règle de somme dipolaire s'écrit :

$$\int \sigma(E)\, dE = 2\pi^2 e^2 \frac{\hbar}{mc} \frac{NZ}{A} (1 + u) = 0{,}06 \frac{NZ}{A} (1+u) \text{ MeV-barns} \qquad \text{(II.4.13)}$$

avec :

$$u = -\frac{m}{\hbar^2} \langle i | \left[\left[\sum_{k<\ell} v_{k\ell} , x \right], x \right] | i \rangle \qquad \text{(II.4.14)}$$

La règle de somme (II.4.13), établie pour l'absorption dipolaire E1, n'est valable, dans le domaine de la résonance géante, qu'à l'approximation du théorème de Siegert ; elle suppose, en outre, des charges ponctuelles. Or chacun sait que pour :

$$R_{noyau} = r_o A^{1/3} \quad \text{avec} \quad r_o = 1{,}20 \text{ Fermi}$$

on a :

$$k R_{noyau} = 0{,}006 \, EA^{1/3}, \text{ E étant l'énergie du photon.}$$

Ainsi dans le domaine de la résonance géante, on a k r = 1 pour :

E = 60 MeV avec A = 27

E = 33 MeV avec A = 125

E = 28 MeV avec A = 216.

Nous allons voir qu'il est possible de déduire une règle de somme à partir de considérations plus générales, au moyen des relations de dispersion.

En principe dans (II.4.13) la limite supérieure d'intégration est l'infini, mais il est raisonnable de prendre une limite supérieure telle que les approximations faites soient encore à peu près valables. On prend généralement le seuil de photoproduction des mésons.

II.4.3. Règle de somme de Gell-Mann, Goldberger et Thirring (G.G.T) [43]

Caractère dipolaire électrique de la résonance géante. La règle de somme précédente n'est valable que pour l'absorption dipolaire électrique et dans l'approximation du théorème de Siegert. Gell-Mann, Goldberger et Thirring ont établi une règle de somme beaucoup plus générale, comprenant tous les multipôles électriques et magnétiques. De plus leur démonstration n'impose aucune hypothèse sur le potentiel nucléaire et fait intervenir explicitement comme limite supérieure d'intégration le seuil de photoproduction des mésons.

Partant du principe de causalité dont ils donnent la formulation quantique suivante : le commutateur de deux opérateurs de champ pris en deux points du genre espace est nul, ces auteurs généralisent les relations de dispersion de Kramers-Kronig et démontrent, grâce au théorème optique de Bohr [44], que l'on a :

$$R_e S(\theta = 0, E) - R_e S(\theta = 0, E = 0) = \frac{E^2}{2\pi^2 \hbar c} \text{ V.P.} \int_0^\infty \frac{\sigma(E')\, dE'}{E'^2 - E^2} \quad \text{(II.4.15)}$$

où $R_e S(\theta = 0, E)$ est la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant à $\theta = 0$, $\sigma(E')$ est la section efficace totale d'absorption, VP signifie valeur principale de Cauchy. Gell-Mann, Goldberger et Thirring comparent alors un système de Z protons et de N neutrons libres et un système de $A = Z + N$ nucléons liés et supposent qu'à très haute énergie la diffusion vers l'avant due aux $A = N + Z$ nucléons liés est identique à celle due aux Z protons et N neutrons

libres. Dans ces conditions ils obtiennent le résultat suivant :

$$\int_0^{E_m} \sigma(E)\, dE = 0{,}06\, \frac{NZ}{A} + \int_{E_m}^{\infty} (Z\,\sigma_P + N\,\sigma_N - \sigma_A)\, dE \qquad \text{(II.4.16)}$$

où E_m est l'énergie de seuil de photoproduction de mésons et σ_P, σ_N, σ_A les sections efficaces de photoabsorption du proton, du neutron et du noyau, correspondant à ce processus.

Dans (II.4.16) le terme $\int_{E_m}^{\infty}(Z\sigma_P + N\sigma_N - \sigma_A)\, dE$ a été estimé par Gell-Mann et al. à partir d'expériences de photoproduction de mésons π ; et (II.4.16) peut alors s'écrire :

$$\int_0^{E_m} \sigma(E)\, dE = 0{,}06\, \frac{NZ}{A} \left\{1 + 0{,}1\, \frac{A^2}{NZ}\right\} . \qquad \text{(II.4.17)}$$

On peut noter que si la masse du méson était infinie, de telle sorte que la production de mésons réels ou virtuels fût impossible, (II.4.16) et (II.4.17) se réduiraient à la règle de somme dipolaire de Thomas, Reiche et Kühn (II.4.10).

La règle de somme de Gell-Mann et al. est obtenue sans faire d'hypothèses explicites sur la forme du potentiel nucléaire ; elle tient compte des forces d'échange. De plus tous les modes multipolaires y sont inclus. Ainsi la règle de Gell-Mann, Goldberger et Thirring et la règle de some dipolaire électrique sont du même ordre de grandeur, confirmant l'argument selon lequel l'absorption photonucléaire dans le domaine de la résonance géante a principalement un caractère dipolaire électrique.

II.4.4. La section efficace intégrée σ_{-1} [45-50]. La relation (II.4.7) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\sigma_{if}}{E_f - E_i} = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c}\, \left|\langle f|\, \frac{N}{A} \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta |i\rangle\right|^2 = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c}\, \langle i|D_1|f\rangle \langle f|D_1|i\rangle \qquad \text{(II.4.18)}$$

où D_1 est l'opérateur à un corps $D_1 = \frac{N}{A} \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta$. En utilisant la relation de fermeture on obtient le résultat cherché :

$$\sigma_{-1} = \int E^{-1} \sigma(E) \, dE = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} \langle i | D_1^2 | i \rangle \qquad \text{(II.4.19)}$$

La section efficace intégrée σ_{-1} est donc proportionnelle à la valeur moyenne, dans l'état fondamental, du carré de l'opérateur dipolaire D_1.

Chapitre III

LA RESONANCE GEANTE ET LES MODELES COLLECTIFS

On constate experimentalement que pour les noyaux lourds, la règle de somme dipolaire est pratiquement satisfaite, d'où l'idée que chaque nucléon participe à l'excitation collective du noyau. Cependant les calculs de règle de somme, s'ils permettent de prévoir la section efficace intégrée d'absorption photonucléaire et d'affirmer son caractère principalement dipolaire, au moins pour les noyaux lourds, ne nous donnent aucun renseignement sur la forme de la section efficace d'absorption. Pour aller plus loin, il est nécessaire d'expliciter l'élément de matrice M_{if} qui fait intervenir les fonctions d'ondes nucléaires de l'état initial et de l'état final : il faut donc considérer la structure nucléaire contenue dans H_{noyau} (II.1). Mais, à défaut d'une connaissance suffisante de ces fonctions d'onde, on peut essayer d'expliquer le mécanisme de la réaction photonucléaire et d'en déduire certaines conséquences. Tel est l'objectif des premiers modèles collectifs, puis du modèle collectif dynamique de la résonance géante.

Dans le premier paragraphe (III.1), nous rappellerons les prévisions des modèles collectifs dits "statiques". Nous présenterons et discuterons en parti-

culier les sections efficaces expérimentales d'absorption photoneutronique des noyaux $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $_{68}Er$, $_{71}Lu$ et $_{73}Ta$.

Le paragraphe suivant (III.2) sera consacré au modèle collectif dynamique dont les prédictions théoriques seront comparées aux résultats de nos expériences concernant les noyaux à nombre de neutrons voisin de N=82 et les isotopes 142-143-144-145-146-148-150 du néodyme. Nous rappellerons également les résultats du modèle collectif associés au mode de vibration quadrupolaire et nous étudierons en particulier le cas des noyaux $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$ et $_{68}Er$.

Enfin, dans le troisième paragraphe (III.3), nous présenterons une étude des voies de sortie par l'examen de la compétition entre les sections efficaces des réactions (γ,n) et $(\gamma,2n)$, en faisant appel au modèle du noyau composé.

III.1 LES MODELES COLLECTIFS DITS "STATIQUES"

III.1.1. Prévisions théoriques. Classiquement le moment dipolaire maximal est obtenu pour un déplacement de tous les protons, de charge effective $\frac{N}{A}$ e, dans un sens et de tous les neutrons, de charge effective $-\frac{Z}{A}$ e dans le sens opposé, le centre de gravité du noyau restant stationnaire. L'attraction entre les nucléons crée une force de rappel, induisant une oscillation dipolaire.

Goldhaber et Teller [51] ont considéré, les premiers, l'oscillation relative de deux sphères rigides de protons et de neutrons, conduisant à une résonance dipolaire électrique dont l'énergie dépend du nombre de masse A par la relation :

$$E_r = 40\ A^{-1/6}\ \text{MeV} . \qquad \text{(III.1.1)}$$

Steinwedel et Jensen [52] ont alors considéré les protons et les neutrons comme deux fluides compressibles qui s'interpénètrent, et qui sont uniformément distribués dans le noyau lorsque celui-ci est dans son état fondamental. Cependant en présence du champ électromagnétique des photons incidents, cet état d'équilibre est détruit. Si ρ_o est la densité nucléaire, supposée constante, et

si $\rho_p(\vec{r},t)$ et $\rho_n(\vec{r},t)$ sont les densités de protons et de neutrons respectivement, Danos [53] décrit la résonance dipolaire géante d'un *noyau sphérique* dans un modèle hydrodynamique, en considérant les vibrations des deux fluides soumis à un potentiel :

$$V = K \int_{\substack{\text{volume} \\ \text{nucléaire}}} \rho_o^{-1} \, (\rho_p - \rho_n)^2 \, d\vec{r} \qquad \text{(III.1.2)}$$

où K est le coefficient du terme de symétrie de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker. Ce terme, décrivant la tendance des forces nucléaires à favoriser l'homogénéité du noyau, est ainsi interprété comme le potentiel d'une force de rappel. Les vibrations nucléaires s'expriment alors par la fonction $\eta(\vec{r},t)$ définie par :

$$\begin{aligned} \rho_p(\vec{r},t) &= \frac{Z}{A} \rho_o \left[1 + \frac{A}{Z} \eta(\vec{r},t)\right] \\ \rho_n(r,t) &= \frac{N}{A} \rho_o \left[1 - \frac{A}{N} \eta(\vec{r},t)\right] \end{aligned} \qquad \text{(III.1.3)}$$

Dans le cas de vibrations harmoniques, on a :

$$\begin{aligned} \eta(\vec{r},t) &= e^{-i\omega t} \, \eta(\vec{r}) \\ \Delta\eta(\vec{r}) &+ k^2 \, \eta(\vec{r}) = 0 \end{aligned} \qquad \text{(III.1.4)}$$

Le nombre d'onde k de l'équation de Helmholtz précédente est relié à l'énergie de la vibration par :

$$E_{vib.} = \hbar \, k \left[\frac{8K}{M} \, \frac{NZ}{A^2}\right]^{1/2} \qquad \text{(III.1.5)}$$

où M est la masse du nucléon.

Dans tout ce qui précède, la compressibilité de la matière nucléaire et la répulsion coulombienne des protons ont été négligées. De plus, Danos suppose une surface nucléaire rigide. Développant alors $\eta(\vec{r})$ en multipôles $\eta_{\lambda\mu}(\vec{r})$:

$$\eta_{\lambda\mu}(\vec{r}) = j_\lambda \, (k_\lambda r) \, Y_\lambda^\mu \, (\theta,\phi) \qquad \text{(III.1.6)}$$

et se restreignant au cas dipolaire $\lambda = 1$, les énergies des différents modes de vibration dipolaire sont déterminées par la condition qu'à la surface nucléaire on ait :

$$\frac{d}{dr} j_1 (k_1 r)\Big|_{r=R} = 0 \qquad \text{(III.1.7)}$$

exprimant le fait que la forme du noyau reste inchangée, donc que le flux radial s'annule à la surface nucléaire.

Pour un noyau sphérique le premier mode de vibration dipolaire est ainsi trouvé pour :

$$k_1 = \frac{2,08}{R} \qquad \text{(III.1.8)}$$

ce qui donne avec K = 23 MeV et $R = 1,2\ A^{1/3}$ fm :

$$E_{vib} \simeq 70\ A^{-1/3}\ \text{MeV} . \qquad \text{(III.1.9)}$$

Pour les noyaux lourds (A > 100) les valeurs expérimentales des énergies moyennes, correspondant à la résonance géante dipolaire, sont remarquablement bien représentées par l'équation :

$$E_{R.G.} \simeq 80\ A^{-1/3}\ \text{MeV} . \qquad \text{(III.1.10)}$$

Comme les corrections apportées à (III.1.9) en tenant compte de la non rigidité de la surface nucléaire, et des forces coulombiennes, sont faibles, Huber [54] suggère la nécessité d'une renormalisation de la masse et définit une masse effective :

$$M_{eff} = M\ (1+\alpha)^{-1} \qquad \text{(III.1.11)}$$

où α est un paramètre, relié aux forces d'échange. La section efficace intégrée, correspondant à ce premier mode de vibration dipolaire représente 86% de la règle de somme dipolaire totale :

$$\int \sigma(E)\ dE = 0,06\ \frac{NZ}{A}\ (1+\alpha) \qquad \text{(III.1.12)}$$

Pour les *noyaux déformés* dont la forme intrinsèque peut être représentée par :

$$R = R_o \left[1 + a_o Y_{20}(\theta,\phi) + a_2 \left(Y_{22}(\theta,\phi) + Y_{2-2}(\theta,\phi) \right) \right] \quad \text{(III.1.13)}$$

Inopin [55] et Danos [53] prévoient trois modes de vibration dipolaire, correspondant aux trois projections $\mu = 0$, $\mu = +1$ et $\mu = -1$ du développement (III.1.6), dont les nombres d'onde k_1^i, déterminés par la condition (III.1.7) sont :

$$k_1^i = \frac{2,08}{R_i} \left(1 + 0,08 \frac{\Delta R_i}{R_o} \right) \quad \text{(III.1.14)}$$

avec $\Delta R_i = R_i - R_o$ pour $i = 1,2,3$, où les R_i sont les longueurs des trois axes données par (III.1.13), soit :

$$\begin{aligned} R_1 &= R_o \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} a_o + \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} a_2 \right] \\ R_2 &= R_o \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} a_o - \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} a_2 \right] \\ R_3 &= R_o \left[1 + \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} a_o \right] \end{aligned} \quad \text{(III.1.15)}$$

En particulier pour un rotateur rigide de forme ellipsoïdale, auquel est assimilé un noyau déformé à symétrie axiale, Okamoto [56] et Danos [53] prédisent un dédoublement de la résonance géante dipolaire correspondant aux vibrations le long de l'axe de révolution et aux vibrations le long de deux axes perpendiculaires, ces dernières étant dégénérées. Posant $a_o = \beta_o$ et $a_2 = 0$, on obtient pour le rapport des énergies de vibration longitudinale E_1 et transversale E_2 :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\left[1 - 0,04 \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \beta_o \right] \left[1 + \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \beta_o \right]}{\left[1 - 0,5 \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \beta_o \right] \left[1 + 0,08 \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \beta_o \right]} \quad \text{(III.1.16)}$$

Cette expression prend une forme plus simple si on introduit le rapport "d" de la longueur "a" de l'axe de révolution à celle "b" de chacun des deux autres axes. En effet on peut écrire :

$$d = \frac{a}{b}$$

avec :

$$a = R_o \left[1 + \beta_o \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2}\right]$$
$$b = R_o \left[1 - \frac{\beta_o}{2} \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2}\right] \qquad \text{(III.1.17)}$$

et on obtient :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{0,92\ d^2 + 2,08\ d}{1,16\ d + 1,84} \qquad \text{(III.1.18)}$$

Expérimentalement, on trouve pour les noyaux étudiés une valeur de "d" voisine de 1, ce qui permet d'écrire (III.1.18) sous la forme [53] :

$$\frac{E_2}{E_1} = 0,911\ d + 0,089 \qquad \text{(III.1.19)}$$

Ainsi pour d > 1, c'est-à-dire pour un noyau assimilé à un ellipsoïde de révolution allongé, les deux modes de vibration transversale sont dégénérés et concentrés à l'énergie $E_2 > E_1$, la section efficace intégrée correspondante est alors le double de celle associée au mode de vibration longitudinale concentré à l'énergie E_1. Pour d < 1, le noyau a la forme d'un ellipsoïde aplati et les conclusions précédentes sont inversées.

La relation (III.1.18) permet en outre, à l'aide des relations (III.1.17) de calculer le paramètre de déformation β_o par l'équation :

$$\beta_o = 4\sqrt{\frac{\pi}{5}}\ \frac{d-1}{d+2} \simeq 1,06\ \frac{|a-b|}{R_o} \qquad \text{(III.1.20)}$$

d'où l'on obtient le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o [57] :

$$Q_o = \frac{3}{\sqrt{5\pi}}\ Z\ r_o^2\ A^{2/3}\ \beta_o\ (1 + 0,158\ \beta_o) \qquad \text{(III.1.21)}$$

Le modèle que nous venons brièvement de décrire prévoit donc, pour les noyaux de forme ellipsoïdale, un dédoublement de la résonance géante permettant

de calculer la valeur absolue du moment quadrupolaire intrinsèque du noyau et de déterminer son signe. L'excitation coulombienne et les spectres de rayons X d'atomes μ mésiques, par exemple, permettent indépendamment de mesurer le même moment quadrupolaire, rendant possible une comparaison avec les résultats déduits de l'absorption photonucléaire.

Une analyse quantitative des résultats expérimentaux, rendant en particulier possible la détermination des énergies moyennes des différents modes de vibration, nécessite l'utilisation d'une expression mathématique pour décrire la courbe de section efficace totale d'absorption $\sigma_T(E)$. Si l'on considère l'état collectif dipolaire, créé par l'absorption d'un photon E1, comme un "état porte" isolé dont la "force d'oscillateur" est ensuite distribuée, par l'interaction résiduelle, sur un intervalle d'énergie Γ_o centré sur l'énergie E_o de la résonance, la forme de la courbe $\sigma_T(E)$ peut être décrite par une expression contenant un terme de Breit-Wigner $\Gamma_o \Big/ \left\{(E-E_o)^2+(\Gamma_o/2)^2\right\}$ (58). Danos et Greiner (59) obtiennent ce résultat en utilisant la méthode des perturbations dépendant du temps, dans laquelle l'hamiltonien d'interaction électromagnétique et l'hamiltonien d'interaction résiduelle sont traités comme des perturbations apportées à l'hamiltonien d'ordre zéro. Cependant Danos et Greiner (60), calculant $\sigma_T(E)$ à partir du théorème optique font remarquer que la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant, considérée comme fonction de E, est invariante par renversement du temps. Le photon ayant une masse nulle au repos, on est conduit à choisir pour $\sigma_T(E)$ une fonction de E ayant des pôles symétriques par rapport à l'axe imaginaire. Danos et Greiner (60) proposent donc de représenter la courbe de section efficace totale d'absorption photonucléaire $\sigma_T(E)$, pour un *noyau sphérique*, par une courbe dite de Lorentz dont l'expression mathématique est donnée par :

$$\sigma_L(E) = \sigma_1 \frac{(E\,\Gamma_1)^2}{(E^2-E_1^2)^2 + (E\,\Gamma_1)^2} \quad . \qquad \text{(III.1.22)}$$

Dans cette expression σ_1 est la valeur maximale de la section efficace pour l'énergie de résonance E_1 et Γ_1 est un paramètre caractérisant le mécanisme de désintégration de l'état dipolaire.

Pour un *noyau déformé*, à symétrie axiale, la section efficace d'absorption photonucléaire sera représentée par :

$$\sigma_L(E) = \sigma_1 \frac{(E\,\Gamma_1)^2}{(E^2-E_1^2)^2 + (E\,\Gamma_1)^2} + \sigma_2 \frac{(E\,\Gamma_2)^2}{(E^2-E_2^2) + (E\,\Gamma_2)^2} \qquad \text{(III.1.23)}$$

Cette représentation de la résonance géante dipolaire par une raie de Lorentz pour les noyaux lourds sphériques et par deux raies de Lorentz pour les noyaux lourds déformés est couramment utilisée aussi bien dans la description des résultats expérimentaux [61] que dans les articles généraux relatifs aux modèles collectifs de la résonance géante dipolaire [62].

III.1.2. Résultats expérimentaux. Les courbes de sections efficaces partielles $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn}$, $\sigma_{\gamma,2n}$ etc ... relatives aux noyaux quasisphériques $^{139}_{57}La$ et $_{58}Ce$ sont représentées sur la figure III.1. La cible de $_{58}Ce$ étant une cible naturelle, on peut remarquer que la courbe de section efficace $\sigma_{\gamma,2n}$ correspondante présente une cassure pour une énergie d'excitation E = 16,6 ± 0,1 MeV, au seuil de la réaction $^{140}_{58}Ce(\gamma,2n)^{138}_{58}Ce$ situé à 16,54 MeV [63].

Les courbes de sections efficaces partielles relatives aux noyaux déformés $_{68}Er$, $_{71}Lu$ et $_{73}Ta$ sont représentées sur la figure III.2. Une structure de la résonance géante apparaît déjà, de manière indiscutable, sur chacune des courbes de section efficace partielle $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn}$.

La composition isotopique des cibles utilisées, de 4 $g.cm^{-2}$ à 5 $g.cm^{-2}$ d'épaisseur, est celle de l'élément naturel. Pour tous ces noyaux, l'émission protonique est très défavorisée par rapport à l'émission neutronique, en raison de la barrière coulombienne ; on peut donc assimiler la section efficace totale d'absorption photonucléaire à la section efficace totale photoneutronique $\sigma_N(E)$:

$$\sigma_T(E) \simeq \sigma_N(E) = \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn} + \sigma_{\gamma,2n} + \sigma_{\gamma,3n} \ldots \qquad \text{(III.1.24)}$$

La figure III.3 montre ces sections efficaces $\sigma_N(E)$ calculées à partir des sections efficaces partielles expérimentales des figures III.1 et III.2. Si l'on fait abstraction des modulations apparaissant en particulier sur les courbes de section efficace totale de $^{139}_{57}La$ et $_{58}Ca$, les résultats expérimentaux obtenus montrent que l'absorption dipolaire se traduit par une "résonance" unique pour les noyaux quasisphériques, alors qu'un dédoublement caractérise les noyaux déformés.

Nous nous proposons maintenant d'analyser quantitativement nos résultats afin de déterminer :

a) les paramètres des raies de Lorentz correspondantes ;

b) le paramètre de déformation β_o et le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o ;

c) les paramètres α et K introduits dans le paragraphe III.1.1.

III.1.2.a). Détermination des raies de Lorentz. L'ajustement aux points expérimentaux, représentant la section efficace totale (III.1.24), d'une des deux expressions mathématiques (III.1.22) ou (III.1.23) a été effectué grâce à un programme de recherche directe mis au point par le calculateur IBM 360/75 du C.E.N. de Saclay. La méthode de calcul utilisée est la suivante : on se donne au départ une raie (ou deux raies) de Lorentz, de paramètres arbitraires E_{10}, Γ_{10}, σ_{10} (ou E_{10}, Γ_{10}, σ_{10}, E_{20}, Γ_{20}, σ_{20}) ; on calcule ensuite pour des pas de variation donnés ΔE_1, $\Delta\Gamma_1$, $\Delta\sigma_1$ (ou ΔE_1, $\Delta\Gamma_1$ ... $\Delta\sigma_2$) laquelle des valeurs $(E_{10}-\Delta E_1)$, E_{10}, $(E_{10} + \Delta E_1)$ puis $(\Gamma_{10} - \Delta\Gamma_1)$, Γ_{10}, $(\Gamma_{10}+\Delta\Gamma_1)$ etc ... minimise le paramètre de réglage "p" ainsi défini :

$$p = \sum_{i=1}^{n} \left[\sigma_N(E_i) - \sigma_L(E_i)\right]^2 \quad \sigma_N(E_i) \qquad \text{(III.1.25)}$$

où l'indice i caractérise l'ensemble des points expérimentaux. Le calcul est alors répété à partir des nouvelles valeurs des paramètres ainsi sélectionnés, et ainsi

de suite, jusqu'à l'obtention des résultats finals E_1, Γ_1, σ_1 (ou E_1, Γ_1, σ_1, E_2, Γ_2, σ_2).

Le tableau III.1 donne les valeurs des paramètres des raies de Lorentz représentant au mieux les sections efficaces photoneutroniques totales de $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $_{68}Er$, $_{71}Lu$ et $_{73}Ta$, ainsi que celles relatives aux noyaux suivants : $_{50}Sn$, $^{127}_{53}I$, $_{56}Ba$, $^{141}_{59}Pr$, $_{62}Sm$, $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$ et $^{197}_{79}Au$ que nous avons également étudiés [64]. Dans ce même tableau, nous donnons aussi les résultats obtenus par différents laboratoires. On constate qu'un excellent accord existe entre nos mesures et celles de Schuhl [65] et de Axel et al. [72], mais que les valeurs absolues des sections efficaces photoneutroniques publiées par le groupe de Livermore [67-68-69-70-73-75] sont sensiblement inférieures aux nôtres.

Pour les noyaux déformés, caractérisés par un dédoublement de la résonance géante, la représentation mathématique (III.1.23) conduit à choisir des raies de Lorentz dont les rapports des surfaces $\frac{\sigma_2 \Gamma_2}{\sigma_1 \Gamma_1}$ sont donnés dans la dernière colonne du tableau III.1. En accord avec le modèle collectif statique les noyaux $_{62}Sm$, $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$, $_{68}Er$, $_{71}Lu$ et $_{73}Ta$ ont un moment quadrupolaire intrinsèque positif, alors que le noyau $^{127}_{53}I$ a un moment quadrupolaire intrinsèque négatif.

III.1.2.b). Détermination du paramètre de déformation β_o et du moment quadrupolaire intrinsèque Q_o de $^{127}_{53}I$, $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$, $_{71}Lu$ et $_{73}Ta$: à partir des relations (III.1.18), (III.1.20) et (III.1.21) nous avons calculé le paramètre de déformation β_o et le moment quadrupolaire Q_o de ces noyaux, car les cibles utilisées correspondantes sont soit monoisotopiques ($^{127}_{53}I$, $^{159}_{65}Tb$ et $^{165}_{67}Ho$), soit quasi-monoisotopiques ($^{175}_{71}Lu$ - 97.4% et $^{181}_{73}Ta$ - 99.99%). Le tableau III.2 résume les résultats de ces calculs, qui sont en bon accord avec les données les plus récentes publiées dans "Nuclear Data Tables" par Löbner et al. [57], à l'exception du noyau $^{175}_{71}Lu$ pour lequel nous trouvons un moment quadrupolaire Q_o inférieur de 12% environ.

Pour le noyau $^{127}_{53}I$, seul le moment quadrupolaire spectroscopique a été, à notre connaissance, mesuré [76] et a pour valeur $Q_s = - 0,78 \pm 0,05$ b. Si l'on

considère ce noyau comme un noyau à proton célibataire, dans la sous couche $1g_{7/2}$, c'est-à-dire au début du remplissage de la couche $50 < Z < 82$, on s'attend à trouver un moment quadrupolaire négatif, en accord avec notre résultat expérimental.

III.1.2.c) Détermination des paramètres α et K du modèle collectif. En désignant par E_1 l'énergie moyenne de la résonance géante des noyaux quasi sphériques, et par $\frac{E_1+2E_2}{3}$ (ou $\frac{2E_1+E_2}{3}$) celle des noyaux déformés, on peut calculer la valeur du produit de cette énergie par $A^{1/3}$, A désignant le nombre de masse. Les valeurs obtenues sont données dans le tableau III.3. La valeur moyenne inscrite dans la dernière colonne est en très bon accord avec la relation (III.1.10), soit :

$$E_{R.G.} \cdot A^{1/3} = 79 \pm 2 \text{ MeV} \qquad \text{(III.1.26)}$$

Cependant, dans le cadre du modèle collectif, il existe une relation entre le coefficient K du terme de symétrie de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker (III.1.5) et le paramètre α, relié aux forces d'échange (III.1.11 ; III.1.12). A partir de la valeur expérimentale (tableau III.3) $E_{R.G.} = 79\ A^{1/3}$ MeV, nous avons calculé les couples (α, K), (α_c, K_c) et (α_L, K_L) respectivement dans les trois hypothèses suivantes :

i) la section efficace expérimentale intégrée jusqu'à 26 MeV est prise égale à la règle de somme (III.1.12) ;

ii) la section efficace expérimentale intégrée jusqu'à 26 MeV est prise égale à 86% de la règle de somme (III.1.12), en accord avec Huber [54] ;

iii) la section efficace expérimentale est assimilée à la courbe de Lorentz (III.1.22) ou (III.1.23) et son intégration jusqu'à l'infini est prise égale à la règle de somme (III.1.12).

Le tableau III.4 résume les résultats ainsi obtenus. On constate que les valeurs moyennes des couples (α_c, K_c) et (α_L, K_L), données dans la dernière ligne du tableau, sont pratiquement égales, ce qui permet de supposer que la représentation mathématique (III.1.22) ou (III.1.23) tient compte de toute l'absorption

dipolaire. Cependant, si l'on considère les valeurs moyennes des couples (α,K) et (α_L, K_L) comme des valeurs extrêmes, on peut conclure à un couple de valeurs probables :

$$\begin{aligned} \alpha_p &= 0,17 \pm 0,08 \\ K_p &= 22 \pm 1,5 \text{ MeV} \end{aligned} \qquad \text{(III.1.27)}$$

pour le paramètre α des forces d'échange et le coefficient K du terme de symétrie. La valeur de ce dernier est en bon accord avec la valeur 23 MeV obtenue par Green [77] à partir de l'analyse des masses nucléaires en utilisant la formule de Weizsäcker.

III.2 LE MODELE COLLECTIF DYNAMIQUE

III.2.1. Prévisions théoriques. Nous avons vu précédemment, dans le cadre du modèle collectif statique, que l'énergie de la résonance géante est inversement proportionnelle au rayon nucléaire. Ainsi la condition aux limites (III.1.7) à la surface nucléaire couple les états de la résonance géante aux vibrations de surface du noyau. Or on sait qu'il existe des vibrations de surface quadrupolaires de grande amplitude pour les noyaux sphériques moyens et lourds [78], auxquels nous nous intéressons uniquement dans ce chapitre.

En ne considérant que les déformations quadrupolaires, la surface nucléaire est décrite par l'expression :

$$R = R_o \left(1 + \sum_\mu \alpha_{2\mu} Y_2^\mu (\theta,\phi)\right) \qquad \text{(III.2.1)}$$

où les coefficients $\alpha_{2\mu}$ dépendent du temps. La valeur moyenne, dans l'état fondamental, de l'amplitude des vibrations est donnée par :

$$\beta = \sqrt{\sum_\mu \langle \text{état fondamental} | \alpha_{2\mu}^2 | \text{état fondamental} \rangle} \qquad \text{(III.2.2)}$$

et sa valeur, tirée des mesures des probabilités de transition réduites B(E2), est parfois du même ordre de grandeur que celle du paramètre de déformation β_o d'un noyau à déformation permanente.

Le modèle collectif dynamique développé par Le Tourneux [79], Huber et al. [80] et Arenhövel et al. [81] prend pour hamiltonien du système complet :

$$\mathcal{H} = H_{dip} + H_{quad} + H_{dip.quad.} = H_o + H_{int}. \qquad \text{(III.2.3)}$$

Le système est ainsi assimilé à un ensemble d'oscillateurs couplés. Dans l'hypothèse de vibrations quadrupolaires harmoniques et en adoptant la notation de Fano-Racah [82], on a :

$$H_{quad.} = \frac{\sqrt{5}}{2}\left\{\frac{\left[\pi^{(2)} \times \pi^{(2)}\right]^{[0]}}{B_2} + C_2\left[\alpha^{(2)} \times \alpha^{(2)}\right]^{[0]}\right\} \qquad \text{(III.2.4)}$$

où $\pi_{2\mu}$ est le moment conjugué de $\alpha_{2\mu}$. De la même manière :

$$H_{dip} = -\frac{\sqrt{3}}{2}\left\{\frac{\left[\pi^{(1)} \times \pi^{(1)}\right]^{[0]}}{B_1} + C_1\left[\alpha^{(1)} \times \alpha^{(1)}\right]^{[0]}\right\} \qquad \text{(III.2.5)}$$

Les paramètres d'inertie B_1 et B_2 et les constantes de rappel C_1 et C_2 sont déterminées empiriquement ; on a en effet :

$$\begin{aligned} \hbar\omega_1 &= \hbar\sqrt{\frac{C_1}{B_1}} \\ \hbar\omega_2 &= \hbar\sqrt{\frac{C_2}{B_2}} \\ \beta^2 &= \frac{5}{2}\,\frac{\hbar\omega_2}{C_2} \end{aligned} \qquad \text{(III.2.6)}$$

où $\hbar\omega_1$ correspond à l'énergie E_1 de la résonance géante dipolaire donnée par $E_1 = E_{R.G} \simeq 80\ A^{-1/3}$ MeV, $\hbar\omega_2$ correspond à l'énergie E_2 du premier niveau 2^+ du noyau cible, et β^2 est relié à la probabilité de transition réduite B(E2) par :

$$B(E2) = \left(\frac{3}{4\pi}\ Z\ R_o^2\right)^2\ \beta^2 \qquad \text{(III.2.7)}$$

Nous nous limitons, dans ce paragraphe, au cas des noyaux pair-pair.

L'hamiltonien d'interaction $H_{dip.quad.}$ est déterminé par le fait qu'il doit être un opérateur scalaire et que la parité doit être conservée. Comme les amplitudes dipolaires $\alpha^{(1)}$ et quadrupolaires $\alpha^{(2)}$ ont les mêmes propriétés de transformation que celles de moments angulaires J=1 et J=2 respectivement, cet hamiltonien est pris égal à :

$$H_{dip.quad.} = K_1 \left[\alpha^{(2)} \times \alpha^{(1)} \times \alpha^{(1)}\right]^{[0]} + K_{20} \left[\alpha^{(2)} \times \alpha^{(2)}\right]^{[0]} \left[\alpha^{(1)} \times \alpha^{(1)}\right]^{[0]} + K_{22} \left\{ \left[\alpha^{(2)} \times \alpha^{(2)}\right]^{[2]} \times \left[\alpha^{(1)} \times \alpha^{(1)}\right]^{[2]} \right\}^{[0]} \qquad \text{(III.2.8)}$$

On a négligé dans cette expression les termes d'interaction d'ordre supérieur, puisque l'on se restreint à ne considérer que des vibrations harmoniques. Les constantes de couplage K_1, K_{20}, K_{22} sont évaluées dans l'approximation adiabatique. Le rapport de l'énergie E_1 à l'énergie E_2 variant en effet de 10 à 30 pour les noyaux sphériques pair-pair, le noyau peut être considéré comme ayant une déformation stable pendant la durée d'une oscillation dipolaire : à tout moment il a une déformation triaxiale et les énergies des trois modes de vibration dipolaire sont données par (III.1.14). Dans cette approximation les constantes de couplage ont été calculées par Urbas et al. [83] et par Stock et al. [84], et ont pour valeurs respectives :

i) $K_1^U = -1{,}588\ C_1$; $K_{20}^U = -0{,}708\ C_1$; $K_{22}^U = -0{,}936\ C_1$

ii) $K_1^S = -1{,}588\ C_1$; $K_{20}^S = -0{,}227\ C_1$; $K_{22}^S = -0{,}220\ C_1$

avec $C_1 = \frac{8KZ^2}{A}$.

Les différences entre ces deux jeux de valeurs proviennent du fait que Urbas et al. ont utilisé une méthode approchée de résolution de l'équation de Helmholtz (III.1.4) vérifiant la condition aux limites (III.1.7) sur une surface déformée.

Introduisons alors les opérateurs de création et d'annihilation par :

$$\begin{aligned}
\alpha_{1\nu} &= \sqrt{\frac{\hbar\omega_1}{2C_1}}\left[d^+_\nu + (-)^\nu d_{-\nu}\right] \\
\pi_{1\nu} &= i\sqrt{\frac{\hbar C_1}{2\omega_1}}\left[(-1)^\nu d^+_{-\nu} - d_\nu\right] \\
\alpha_{2\mu} &= \sqrt{\frac{\hbar\omega_2}{2C_2}}\left[\beta^+_\mu + (-1)^\mu \beta_{-\mu}\right] \\
\pi_{2\mu} &= i\sqrt{\frac{\hbar C_2}{2\omega_2}}\left[(-1)^\mu \beta^+_{-\mu} - \beta_\mu\right]
\end{aligned} \qquad \text{(III.2.9)}$$

L'hamiltonien d'ordre zéro H_o devient donc :

$$H_o = -\sqrt{3}\,\hbar\omega_1\left\{\left[d^{+(1)} \times d^{(1)}\right]^{[0]} - \frac{\sqrt{3}}{2}\right\} + \sqrt{5}\,\hbar\omega_2\left\{\left[\beta^{+(2)} \times \beta^{(2)}\right]^{[0]} + \frac{\sqrt{5}}{2}\right\} \qquad \text{(III.2.10)}$$

et a pour valeurs propres :

$$E(N_1,N_2) = (N_1 + \tfrac{3}{2})\,\hbar\omega_1 + (N_2 + \tfrac{5}{2})\,\hbar\omega_2 \qquad \text{(III.2.11)}$$

où N_1 et N_2 sont des entiers positifs.

La matrice d'énergie correspondant à l'hamiltonien complet $\mathcal{H}$ est alors diagonalisée sur la base des fonctions propres de $H_{dip.}$ et $H_{quad.}$, couplées au moment angulaire J=1. Si $|N_1\ \ell_1\ m_1\rangle$ est la fonction d'onde dipolaire avec un nombre N_1 de phonons dipolaires et un moment angulaire ℓ_1, et si $|N_2\ \upsilon\ \ell_2\ m_2\rangle$ est la fonction d'onde quadrupolaire avec un nombre N_2 de phonons quadrupolaires, un moment angulaire ℓ_2 et une séniorité υ, les états propres de $\mathcal{H}$ cherchés sont une superposition des fonctions de base de H_o couplées à $J^\pi = 1^-$:

$$|\psi\rangle = \sum_k a_k \left[|N_1\ \ell_1\ m_1\rangle\ |N_2\ \upsilon\ \ell_2\ m_2\rangle\right]^{1^-}_M . \qquad \text{(III.2.12)}$$

Dans le cas de la résonance géante, qui nous intéresse ici, on prend N_1=1 ; en tenant compte du fait que par les éléments diagonaux de $H_{dip.quad.}$ la résonance géante contribue à la constante de rappel des vibrations de surface, Huber et al.[80]

soulignent que la constante de rappel C_2 doit être renormalisée pour devenir :

$$C_2^N = C_2 + 0{,}368\ \hbar\omega_1 \ .$$

Les éléments non diagonaux non nuls de $H_{dip.\ quad.}$ mélangent dans les états 1^- de la résonance géante, des états à nombre de phonons dipolaires $N_1 = 1$ et à nombre de phonons quadrupolaires N_2, de séniorité υ, différents. Ainsi, au lieu d'un seul état dipolaire, le couplage dipole-quadrupole engendre un grand nombre d'états comme le montre la figure III.4.

Les cas a) et b) représentent, en fonction de l'énergie d'excitation du noyau cible, les intensités d'absorption dipolaires relatives ϕ_k^2 calculées [80] pour :

- un nombre maximal de phonons $N_2 = 8$
- une énergie moyenne de la résonance géante $E_1 = 18$ MeV
- les valeurs successives 0,15 ; 0,2 ; 0,25 et 0,3 du paramètre β
- des énergies E_2 de 1,6 MeV et 0,6 MeV respectivement.

La structure de la résonance géante ainsi prédite aux énergies E_k correspondantes est d'autant plus prononcée que E_2 est faible et β grand. Dans le cadre de ce modèle, cette structure est dénommée [85] "structure collective intermédiaire", et a son origine dans la forte interaction existant entre les états de vibration dipolaire de la résonance géante et ceux de vibration quadrupolaire de surface.

Le cas c) montre un résultat de calcul semblable dû à Stock et al. [84] pour un nombre maximal de phonons $N_2 = 15$, pour $E_2 = 0{,}56$ MeV et $\beta = 0{,}326$ (cas du noyau $^{76}_{34}Se$), en utilisant les constantes de couplage de Urbas et al. [83] avec $E_1 = 16{,}9$ MeV et celles de Stock et al. [84] avec $E_1 = 17{,}2$ MeV. En première approximation, on peut conclure que l'influence du choix des constantes de couplage est faible. Mais si on compare ce résultat c) au résultat b) correspondant à $\beta = 0{,}3$, on est conduit à penser que le nombre maximal de phonons N_2 que l'on doit prendre en considération joue un rôle beaucoup plus important, ce qui con-

tredit les conclusions de Huber et al. [80] montrant qu'il était suffisant de prendre $N_2 = 6$.

On peut donc se demander dans quelle mesure les solutions obtenues sont stables et si certains "états intermédiaires" ainsi calculés ne sont pas des états parasites.

III.2.2. Résultats expérimentaux. Dans le but de vérifier la validité du modèle collectif dynamique, le noyau de $^{141}_{59}Pr$ a été récemment étudié par différents laboratoires. Cependant les résultats publiés montrent un réel désaccord quant à l'existence et à l'importance des structures observées.

Les premières mesures de Cook et al. [86] résultant de la déconvolution d'une courbe de rendement (I.2.1), obtenue à l'aide d'un faisceau de photons de freinage sont représentées sur la figure III.5.a. Si l'on ne tient pas compte des structures apparaissant sur la partie ascendante de la résonance géante, que ne prétend pas expliquer le modèle collectif [80] (ces structures sont en effet attribuées à des états particule-trou, composantes de l'état collectif dipolaire dans le modèle de Brown-Bolsterli, Chapitre IV), la structure observée entre 15 MeV et 20 MeV d'énergie d'excitation a été calculée par Huber et al. [80] à partir des paramètres suivants :

$$\beta = 0,11 \; ; \; E_2 = 1,4 \text{ MeV} \; ; \; E_1 = 16 \text{ MeV}.$$

Les intensités relatives d'absorption dipolaire ainsi obtenues ont été tracées en dessous de la courbe expérimentale. En attribuant aux deux principaux états collectifs intermédiaires situés respectivement à 15,65 MeV et 17,53 MeV une largeur Γ de 1,5 MeV, Huber et al. reproduisent assez bien la courbe expérimentale de la figure III.5.a de 15 MeV à 20 MeV.

Simultanément la résonance géante de $^{141}_{59}Pr$ est étudiée au Laboratoire de Livermore à l'aide d'un faisceau de photons quasi-monochromatiques obtenus par

annihilation en vol de positons sur une cible de Beryllium. Leurs résultats expérimentaux conduisent Bramblett et al. [87] à infirmer les conclusions de Cook et al. La résonance géante de $^{141}_{59}Pr$ ne présente pas de structure de largeur supérieure à 0,2 MeV, et est remarquablement bien représentée par une raie de Lorentz unique de paramètres :

$$E_1 = 15,16 \pm 0,08 \text{ MeV} \; ; \; \sigma_1 = 320 \pm 20 \text{ mb} \; ; \; \Gamma_1 = 4,49 \pm 0,05 \text{ MeV}.$$

Plus récemment Cannington et al. [88] reprennent les mesures de Cook et al. en utilisant une méthode de déconvolution différente.

Leurs résultats sont montrés sur la figure III.5.b. Afin de rendre compte de la structure observée expérimentalement de 14 MeV à 17 MeV, ces auteurs prennent pour paramètres du modèle collectif :

$$\beta = 0,16 \; ; \; E_2 = 0,45 \text{ MeV} \; ; \; E_1 = 15,5 \text{ MeV}$$

où les valeurs β et E_2 sont celles du noyau pair-pair $^{146}_{60}Nd$. Les positions des états collectifs intermédiaires et leurs intensités relatives sont reportés sur cette figure.

Enfin la figure III.5.c montre le résultat expérimental obtenu par Sund et al. [89], en utilisant un faisceau de photons quasi-monochromatiques de résolution moyenne $\Delta E \simeq 180$ keV et en détectant, comme Cannington et al., la radioactivité résiduelle de $^{140}_{59}Pr$ ($T_{1/2}$ = 3,39 m.), alors que Bramblett et al. utilisaient un ensemble de compteurs à BF3 pour la détection des neutrons de la réaction $^{141}_{59}Pr(\gamma,n)^{140}_{59}Pr$. La courbe de section efficace ainsi mesurée ne montre aucune structure apparente et est en très bon accord avec celle publiée par le groupe de Livermore. De plus Sund et al. font remarquer que, compte tenu de la résolution en énergie ($\Delta E \simeq 180$ keV) de leur faisceau de photons, les structures observées par Cannington et al., distantes d'environ 0,5 MeV à 0,6 MeV de 14 MeV à 17 MeV, devraient apparaître non seulement sur la courbe de section efficace

$\sigma_{\gamma,n}$, mais aussi sur la courbe de rendement en positons, ce qui n'est pas observé comme le montre la figure III.6.

On se trouve donc en présence de deux jeux de résultats expérimentaux contradictoires : l'un issu de laboratoires utilisant des faisceaux de photons quasi-monochromatiques montrant la non existence de structures dans la résonance géante de $^{141}_{59}Pr$; l'autre issu de laboratoires utilisant des faisceaux de photons de freinage et montrant une section efficace structurée. Cependant les structures observées ne sont pas en accord entre elles et leurs interprétations théoriques paraissent douteuses puisque dans un cas les "caractéristiques vibrationnelles" de $^{141}_{59}Pr$ sont assimilées à celles du noyau pair-pair le plus proche ($^{140}_{58}Ce$: $\beta = 0,104$; $E_2 = 1,596$ MeV ou $^{142}_{60}Nd$: $\beta = 0,104$; $E_2 = 1,570$ MeV) en accord avec la théorie du modèle collectif des noyaux de nombre de masse A impair développée par Danos et al. [90], alors que dans l'autre cas ces caractéristiques sont assimilées à celles de $^{146}_{60}Nd$ ($\beta = 0,16$; $E_2 = 0,45$ MeV), noyau beaucoup plus éloigné de $^{141}_{59}Pr$.

On peut alors se poser deux questions :

a) Quelle est l'origine de ces contradictions expérimentales et existe-t-il ou non une structure dans la résonance géante de $^{141}_{59}Pr$?

b) La résonance géante de $^{141}_{59}Pr$ est-elle si différente de celle des noyaux pair-pair voisins que l'on soit conduit à la comparer à celle de $^{146}_{60}Nd$?

Nous avons entrepris de répondre à ces deux questions en mesurant les sections efficaces photoneutroniques de $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$ et $^{141}_{59}Pr$ d'une part et celles des isotopes du néodyme d'autre part.

III.2.2.a) Etude de la résonance géante des noyaux $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$ et $^{141}_{59}Pr$ [91].

Avant de présenter nos résultats expérimentaux, on peut se demander si les contradictions expérimentales, que nous venons de souligner pour $^{141}_{59}Pr$, n'ont pas leur origine dans les méthodes de mesure elles-mêmes. En effet, lors de l'analyse de la courbe de rendement correspondante, obtenue en utilisant un faisceau de photons de

freinage, il faut avoir présent à l'esprit que chaque point de cette courbe a pour ordonnée (I.2.1) :

$$Y(E_o) = k \int_o^{E_o} \sigma_{\gamma,n}(E)\ P\ (E,E_o)dE \qquad \text{(III.2.13)}$$

où $P(E,E_o)$ est le nombre de photons d'énergie E, à dE près, dans le spectre d'énergie maximale E_o. Par conséquent la connaissence de $\sigma_{\gamma,n}(E)$, intervenant seule ici car le seuil de la réaction $(\gamma,2n)$ est à 17,17 MeV, dépend essentiellement de la connaissence précise de $P(E,E_o)$, en particulier pour E voisin de E_o, de la résolution mathématique de l'équation intégrale (III.2.13), et en particulier de la stabilité des solutions obtenues. Ces difficultés, inhérentes à cette méthode expérimentale, restent réelles même si l'on peut négliger les erreurs statistiques relatives aux valeurs mesurées $Y(E_o)$.

Par ailleurs l'analyse des données obtenues en utilisant des faisceaux de photons quasi-monochromatiques permet de déduire la section efficace photoneutronique $\sigma_{\gamma,n}$ d'une simple soustraction :

$$\sigma_{\gamma,n}\ (E_o) = k' \left[X^+(E_o) - X^-(E_o)\right] \qquad \text{(III.2.14)}$$

où $X^+(E_o)$ et $X^-(E_o)$ sont les courbes de rendement en positons et négatons respectivement, et où k' est un coefficient de normalisation. Les erreurs statistiques qui peuvent être rendues très faibles dans le cas précédent, peuvent ici être importantes en raison de la faible intensité des faisceaux disponibles de positons (nous avons en effet environ 10^9 positons/sec., dans une bande d'énergie de 1%, à la sortie du monochromateur de positons de l'accélérateur de 65 MeV de Saclay). En général, les erreurs statistiques relatives à $\sigma_{\gamma,n}(E_o)$ peuvent atteindre quelques pour cents. Cependant à condition de disposer d'un faisceau monochromatique de photons de résolution suffisante, le type de structure observée par Cannington et al. ne peut être masqué par de telles erreurs statistiques, comme l'ont fait remarquer Sund et al.

Nous pensons que l'importance de ces structures est essentiellement due à la méthode expérimentale associée à l'utilisation de photons de freinage. Ouant à l'existence de structures dans la résonance géante des noyaux considérés, elle ne peut être mise en évidence, par l'utilisation de photons quasi-monochromatiques, que si l'on diminue considérablement les barres d'erreurs expérimentales.

C'est ce qui a été réalisé dans nos expériences en multipliant des points de mesure avec :

i) des efficacités de détection des photoneutrons variant de 45% à 65%.

ii) des épaisseurs de cible variant de 3 $g.cm^{-2}$ à 8 $g.cm^{-2}$.

iii) des résolution en énergie du faisceau de photons variant de 150 keV à 250 keV.

Le résultat final d'un tel ensemble de mesures est présenté pour $^{141}_{59}Pr$ sur la figure III.7, où l'erreur statistique sur $\sigma_{\gamma,n}$ est de l'ordre de 0,7% au sommet de la résonance géante et où une modulation de la section efficace apparaît clairement. Il faut noter que cette structure ne serait pas décelable si les erreurs statistiques étaient supérieures à 3%, comme cela est dans le cas des mesures de Bramblett et al. et de Sund et al.

De l'examen de la courbe expérimentale de la figure III.7, il ressort que du seuil de la réaction (γ,n) jusqu'à environ 13 MeV, c'est-à-dire pour une zone d'énergie où la matrice à inverser $P(E,E_o)$ est de faibles dimensions, notre courbe de section efficace est proche de celle obtenue par Cannington et al. ; en particulier un changement de pente est également visible sur les deux courbes à environ 11,9 MeV. Mais, au-delà d'une énergie d'excitation de 15 MeV si les pics observés par Cannington et al. à 15,4 MeV ; 16,1 MeV et 16,8 MeV peuvent être associés respectivement au pic à 15,2 ± 0,1 MeV et aux deux épaulements à 15,9 MeV ± 0,1 MeV et 16,6 ± 0,1 MeV (repérés par des flèches sur la figure III.7), leurs amplitudes sont infirmées par notre mesure directe.

Nous pouvons donc conclure à l'existence d'une modulation de la section efficace d'absorption photoneutronique de $^{141}_{59}Pr$, dont la structure est anorma-

lement amplifiée par la technique expérimentale utilisant des spectres de rayonnement de freinage.

De plus l'étude des noyaux voisins $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$ et $_{58}Ce$, à nombre de neutrons N voisin de 82, montre que leur comportement est identique à celui de $^{141}_{59}Pr$. La figure III.8 représente en effet les sections efficaces d'absorption photoneutroniques totales et on peut constater un remarquable accord entre les courbes correspondantes tant en ce qui concerne les positions des structures observées que leurs énergies moyennes de séparation et leurs amplitudes. En particulier au voisinage du sommet de la courbe de section efficace, deux épaulements apparaissent de part et d'autre de E = 15,1 ± 0,1 MeV, à environ 0,5 MeV de cette énergie, comme le montre schématiquement la figure III.9.

Nous donnons sur le tableau III.5 les paramètres des raies de Lorentz qui représentent au mieux les courbes de section efficaces expérimentales. La ligne en trait plein sur la figure III.7 correspond à une telle représentation mathématique relative à $^{141}_{59}Pr$. De l'examen de ces paramètres il ressort un remarquable accord quant à la valeur de l'énergie moyenne E_1 de la résonance géante et à la largeur Γ_1. Dans le cadre du modèle collectif dynamique les caractéristiques vibrationnelles correspondantes doivent être assimilées à celles des noyaux pair-pair $^{138}_{56}Ba$, $^{140}_{58}Ce$ ou $^{142}_{60}Nd$, et non à celles de $^{146}_{60}Nd$ comme cela a été proposé pour $^{141}_{59}Pr$ [88].

Mais alors pour $\beta = 0,1$ la résonance géante dipolaire est pratiquement déterminée par un seul "état collectif intermédiaire" prépondérant (fig. III.4.a). Il paraît donc peu vraisemblable d'attribuer les structures observées expérimentalement sur les courbes d'absorption photoneutronique à l'existence des "états collectifs intermédiaires" du modèle de Huber et al. [80]. En outre, leur largeur habituellement prise égale à 1 MeV ou 2 MeV [80,81] ne permettrait pas l'observation de notre modulation expérimentale.

La résonance géante des noyaux $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $^{141}_{59}Pr$, à nombre de neutrons voisin de N=82, a la forme générale caractéristique des noyaux quasi-sphériques, présentant une faible structure que le modèle collectif dynamique, précédemment exposé, n'explique pas. De plus, pour $^{141}_{59}Pr$, l'étude des isotopes du néodyme va maintenant confirmer qu'il n'est pas possible d'assimiler ses "propriétés vibrationnelles" à celles de $^{146}_{60}Nd$.

III.2.2.b) Etude de la résonance géante des noyaux ^{142}Nd, ^{143}Nd, ^{144}Nd, ^{145}Nd, ^{146}Nd, ^{148}Nd, ^{150}Nd (92). Cette étude n'a pas été uniquement entreprise pour montrer le comportement différent présenté par les noyaux $^{141}_{59}Pr$ et $^{146}_{60}Nd$. En effet, les isotopes du néodyme se situent dans une région de masse s'étendant du noyau sphérique $^{142}_{60}Nd$ à N=82 neutrons au noyau déformé $^{150}_{60}Nd$ à N=90 neutrons. Au fur et à mesure qu'une paire de neutrons est ajoutée à la couche fermée, cette région de transition peut être caractérisée, pour les isotopes pair-pair, par :

- la variation de l'énergie E_2 du premier niveau 2^+ au-dessus du niveau fondamental 0^+ ;
- la variation du rapport E_4/E_2 des énergies des premiers niveaux 4^+ et 2^+ ;
- la variation du paramètre β calculé à partir des probabilités de transition réduites expérimentales $B(E_2)$.

Ces variations sont reportées sur la figure III.10 et on constate, lorsque le nombre de neutrons croît, que :

i) l'énergie E_2 décroît (figure III.10.a) alors que le paramètre β croît (figure III.10.b). Dans le cadre du modèle collectif dynamique, ceci doit se traduire par un couplage de plus en plus prononcé entre les états dipolaires de la résonance géante et les états quadrupolaires des vibrations de surface. On s'attend donc expérimentalement à observer un élargissement de la résonance dipolaire géante depuis le noyau $^{142}_{60}Nd$ jusqu'au noyau $^{150}_{60}Nd$ à déformation permanente pour lequel un dédoublement de la courbe de section efficace doit apparaître.

ii) Pour $N \leq 88$ la variation du rapport E_4/E_2, représentée sur la figure III.10.c caractérise un type de noyaux que l'on ne peut assimiler à des vibrateurs harmoniques. Le modèle collectif simple de Huber et al., qui néglige l'anharmonicité des vibrations quadrupolaires doit être amélioré. A partir de la notion de "surfaces d'énergie potentielle" [93] calculées en coordonnées collectives, une nouvelle méthode de traitement de l'hamiltonien nucléaire collectif a été proposée par Gneuss et al. [94], permettant d'unifier la description des noyaux et de considérer à la fois ceux du type rotateur, du type vibrateur et ceux, plus complexes de la région de transition. Récemment Rezwani et al. [95] ont utilisé ce formalisme pour établir les caractéristiques de la résonance géante de ces noyaux, à comportement collectif très différent.

Enfin un autre aspect doit être souligné à propos des isotopes du néodyme. Comme cela a été suggéré par Mottelson et al. [96], un certain nombre d'évidences expérimentales ont prouvé que pour les noyaux à nombre de neutrons N=88 et N=90 des états quasisphériques et des états déformés peuvent exister dans le même puits de potentiel. C'est ainsi que si l'état fondamental 0^+ de $^{150}_{62}Sm$ est sphérique, alors que l'état fondamental 0^+ de $^{152}_{62}Sm$ est déformé, Sheline et al. [97] ont identifié un second état excité 0^+ à 1,2 MeV dans $^{150}_{62}Sm$ ayant un caractère déformé et un second état excité 0^+ à 1,1 MeV dans $^{152}_{62}Sm$ à caractère sphérique. Etudiant alors par la technique du rayonnement de freinage la résonance géante des couples de noyaux $^{148}_{60}Nd$ - $^{150}_{60}Nd$, $^{150}_{62}Sm$ - $^{152}_{62}Sm$ et $^{152}_{64}Gd$ - $^{154}_{64}Gd$, Vasilijev et al. [98] ont en particulier observé dans la courbe de section efficace de photoabsorption de $^{148}_{60}Nd$ un pic à 11,3 MeV préfigurant l'oscillation dipolaire longitudinale qu'ils observent à la même énergie dans $^{150}_{60}Nd$. Leurs résultats ont été interprétés par Semenko et al. [99] dans l'hypothèse d'une "transition de phase" supposant la coexistence d'états quasisphériques et déformés dans $^{148}_{60}Nd$.

Nous nous proposons donc d'examiner dans ce qui suit les caractéristiques

de la résonance géante des isotopes du néodyme à la lumière des diverses hypothèses précédentes.

A - *Sections efficaces photoneutroniques expérimentales.* Les caractéristiques des cibles utilisées, sous forme d'oxyde, sont résumées dans le tableau III.6. Les sections efficaces photoneutroniques partielles $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn}$ et $\sigma_{\gamma,2n}$ correspondant respectivement aux cibles de $^{142}_{60}Nd$, $^{143}_{60}Nd$, $^{144}_{60}Nd$, $^{145}_{60}Nd$, $^{146}_{60}Nd$, $^{148}_{60}Nd$ et $^{150}_{60}Nd$ sont représentées sur les figures III.11, III.12, III.13, III.14, III.15, III.16 et III.17. La figure III.18 montre les sections efficaces partielles $\sigma_{\gamma,2n}$ correspondant à chacun de ces isotopes, et le tableau III.7 compare les valeurs expérimentales des seuils de réaction $(\gamma,2n)$ aux valeurs calculées d'après Maples et al. [63]. Le remarquable accord ainsi obtenu permet d'avoir confiance dans l'étalonnage en énergie du faisceau de photons quasi-monochromatiques.

On observe que le seuil de la réaction $(\gamma,2n)$ se situe à une énergie de plus en plus basse à mesure que le nombre de neutrons croît ; comme l'énergie moyenne de la résonance géante varie peu d'un isotope à l'autre, et reste expérimentalement égale à la valeur semi-empirique $E_{RG} \simeq 80\ A^{-1/3} \simeq 15{,}2$ MeV, la contribution de $\sigma_{\gamma,2n}$ à la section efficace photoneutronique totale σ_N devient de plus en plus importante, ce qui est expérimentalement observé.

On note également que pour $^{143}_{60}Nd$ la courbe $\sigma_{\gamma,2n}$ présente un seuil apparent à 14,2 ± 0,3 MeV et une brusque rupture de pente à 16,2 ± 0,3 MeV, correspondant au seuil réel de la réaction $^{143}_{60}Nd(\gamma,2n)^{141}_{60}Nd$, alors que le seuil apparent correspond au seuil de la réaction $^{144}_{60}Nd(\gamma,2n)^{142}_{60}Nd$, induite par la contamination (11,8%) de la cible de $^{143}_{60}Nd$ en isotope $^{144}_{60}Nd$ (un cas semblable a été observé précédemment pour $_{58}Ce$).

Les figures III.19 et III.20 montrent respectivement les sections efficaces photoneutroniques totales et le meilleur ajustement aux points expérimentaux de la représentation mathématique par deux raies de Lorentz (III.1.23) pour $^{150}_{60}Nd$ et par une raie de Lorentz (III.1.22) pour les autres isotopes. Les différents paramètres E_1, Γ_1, σ_1 (ou E_1, Γ_1, σ_2, E_2, Γ_2, σ_2) associés à cette

représentation sont donnés dans le tableau III.8.

B - *Discussion des résultats.*

1) Le comportement général de la section efficace photoneutronique totale σ_N, assimilée à la section efficace totale de photoabsorption en raison de la faible valeur de $\sigma_{\gamma,p}$, correspond bien à ce que prévoient les modèles collectifs décrits précédemment.

Ainsi la valeur de $E_{R.G.}\ A^{1/3}$ (III.1.26) a été calculée pour chacun des isotopes et la valeur moyenne obtenue $E_{R.G.}\ A^{1/3} = 78,3$ MeV est en excellent accord avec celle trouvée en III.1.2.c. De même, en admettant l'égalité des règles de somme dipolaire (III.1.12) et des surfaces des raies de Lorentz correspondant à chacun des isotopes étudiés, la valeur moyenne du paramètre α_L des forces d'échange est trouvée égale à $0,3 \pm 0,1$.

Par ailleurs le dédoublement de la résonance géante de $^{150}_{60}Nd$ caractérise un noyau déformé pour lequel nous avons calculé les valeurs du paramètre de déformation β_o et du moment quadrupolaire intrinsèque Q_o, à partir des relations (III.1.18) (III.1.20) et (III.1.21). Les valeurs ainsi obtenues, $\beta_o = 0,31$ et $Q_o = 6b \pm 1b$, sont légèrement supérieures à celles publiées dans Nuclear Data Tables par Löbner et al. [57].

Nous résumons dans le tableau III.9 l'ensemble de ces résultats.

De plus l'évolution de la courbe σ_N depuis $^{142}_{60}Nd$ jusqu'à $^{148}_{60}Nd$ reproduit bien le comportement prévu par le modèle collectif dynamique. Dans le tableau III.8. nous avons également reporté les paramètres de la raie de Lorentz de $_{58}Ce$ et on peut voir que : i) les paramètres correspondant aux résonances géantes de $^{142}_{60}Nd$ et $_{58}Ce$ sont pratiquement identiques, ce qui n'est pas surprenant puisque ces deux noyaux à N=82 neutrons ont un paramètre β (III.2.2) faible ($\beta \simeq 0,1$) et que l'énergie E_2 du premier niveau 2^+ est grande ($E_2 \simeq 1,6$ MeV) ; ii) la largeur Γ_1 croît de 4,43 MeV à 7,2 MeV lorsque l'on passe de $^{142}_{60}Nd$ à $^{148}_{60}Nd$, comme

le montre la figure III.10.d., et ceci correspond à un couplage de plus en plus important entre les états dipolaires de la résonance géante et les états quadrupolaires des vibrations de surface, alors que la "rigidité" du noyau diminue ($\beta \simeq 0,2$ et $E_2 = 0,3$ MeV pour $^{148}_{60}Nd$).

Cependant, au voisinage du maximum des courbes σ_N, une certaine structure apparaît depuis $^{143}_{60}Nd$ jusqu'à $^{148}_{60}Nd$. Si on l'attribue aux "états collectifs intermédiaires" du modèle collectif dynamique, l'espacement moyen des sommets de cette modulation, de l'ordre de 570 keV, pourrait indiquer que la largeur de 1 MeV à 2 MeV supposée dans la théorie [80-81] pour chacun de ces états est trop grande.

Enfin comme nous voulions le montrer, il n'est pas possible compte tenu des largeurs respectives de leur résonance d'assimiler les noyaux $^{141}_{59}Pr$ et $^{146}_{60}Nd$ quant à leurs "caractéristiques vibrationnelles".

2) Dans le but de considérer d'une manière unifiée des noyaux à comportement collectif très différent, Rezwani et al. [95] ont utilisé le formalisme développé par Gneuss et al. [94] afin de prévoir les caractéristiques de la résonance géante d'un certain nombre de noyaux fictifs allant d'un noyau de type vibrateur anharmonique à un noyau fortement déformé. Nous montrons sur la figure III.21 le résultat de leurs calculs correspondant à deux types de noyaux déformés dont les spectres à basse énergie calculés sont également représentés.

Le cas a) correspond à un noyau pour lequel le second niveau 0^+, tête de la bande de vibration β, apparaît immédiatement après la séquence 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ de la bande de rotation construite sur le niveau fondamental. Le troisième niveau 2^+ correspondant à la tête de bande de vibration γ apparaît, lui, à plus haute énergie.

Le cas b) au contraire correspond à un noyau pour lequel le second niveau 2^+ tête de la bande de vibration γ apparaît immédiatement après la séquence 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ de la bande de rotation construite sur le niveau fondamental, rendant ainsi le noyau dynamiquement triaxial.

Les caractéristiques théoriques correspondantes de leur résonance géante dipolaire sont également représentées sur la figure III.21. Dans le cas a) le dédoublement de la résonance géante est associée, comme dans le modèle collectif statique, aux deux types de vibrations longitudinales et transversales, ces dernières étant quasi-dégénérées, alors que dans le cas b) une levée de dégénérescence des vibrations transversales est prévue, ce qui se traduit par l'apparition d'un certain nombre "d'états collectifs intermédiaires" situés à plus haute énergie que l'état dégénéré associé au mode de vibrations transversales. Ce dernier résultat avait déjà été obtenu par Danos et al. (59-100) et par Arenhövel et al. (81) mais l'hypothèse de l'harmonicité des vibrations quadrupolaires entraînait seulement une levée de dégénérescence en deux "états collectifs" prépondérants.

Expérimentalement on doit donc s'attendre à observer une deuxième résonance à haute énergie plus large dans le cas b) que dans le cas a). Or si l'on compare (fig. III.21.c) les spectres à basse énergie de $^{150}_{60}Nd$ et des noyaux $^{166}_{68}Er$, $^{168}_{68}Er$ et $^{170}_{68}Er$ qui constituent environ 80% de l'élément $_{68}Er$, que nous avons étudié, on constate que ce dernier peut être rapproché d'un noyau de type b) alors que $^{150}_{60}Nd$, pour lequel le second état 0^+ à 0,69 MeV suit la séquence rotationnelle de niveaux 0^+, 2^+, 4^+ serait plutôt un noyau de type a). Le paramètre Γ_2 de la deuxième raie de Lorentz devrait donc avoir une valeur plus faible dans le cas de $^{150}_{60}Nd$ que dans celui de $_{68}Er$, ce qui n'est pas confirmé par nos résultats expérimentaux, comme le montre le tableau III.8 où nous avons reporté les paramètres des raies de Lorentz de $_{68}Er$.

Il faut cependant ajouter que selon les récentes expériences de Chapman et al. (101), concernant l'étude de la réaction $^{148}_{60}Nd(t,p)^{150}_{60}Nd$, le niveau 0^+ à 0,69 MeV de $^{150}_{60}Nd$ n'est pas un état simple de vibration β.

3) Enfin l'hypothèse d'une "transition de phase" avancée par Semenko et al. (99) et reposant sur l'existence d'une structure prononcée à 11,3 MeV dans

la courbe de section efficace photoneutronique de $^{148}_{60}Nd$, à l'énergie correspondant à la première résonance observée dans $^{150}_{60}Nd$, n'est pas confirmée par notre mesure directe. Aux environs de cette énergie la courbe expérimentale ne présente qu'une certaine modulation, comparable à celle que l'on peut voir sur les courbes associées aux autres isotopes.

De plus l'énergie E_1 du mode de vibration longitudinale dans $^{150}_{60}Nd$ est trouvée égale à 12,3 ± 0,15 MeV, soit 1 MeV au-dessus de la valeur publiée par Vasilijev et al. [102], mais en bon accord avec les valeurs E_1 correspondant aux noyaux déformés voisins (E_1 = 12,0 ± 0,1 MeV pour $_{68}Er$; E_1 = 12,1 ± 0,1 MeV pour $^{159}_{65}Tb$; E_1 = 12,1 ± 0,1 MeV pour $^{165}_{67}Ho$). Ce désaccord paraît provenir d'une erreur d'étalonnage en énergie, car de l'examen des résultats publiés par Semenko et al. il ressort que l'énergie moyenne de la résonance géante des isotopes de $_{64}Gd$ est supérieure d'environ 1 MeV à celle des isotopes de $_{60}Nd$, ce qui est incorrect compte tenu de la relation semi-empirique $E_{R.G.} \simeq 80.A^{-1/3}$ MeV.

De toute manière pour l'énergie E = 12,3 MeV correspondant à la première résonance de $^{150}_{60}Nd$ aucune structure n'apparaît sur la courbe σ_N de $^{148}_{60}Nd$. Ce résultat paraît confirmé par les récentes expériences (t,p) réalisées par Chapman et al. [101] selon lesquelles la coexistence d'états quasi-sphériques et d'états déformés, dans le même puits de potentiel, est moins probable dans $^{150}_{60}Nd$ que dans $^{152}_{62}Sm$ par exemple.

III.2.3. Le mode de vibration quadrupolaire. Le traitement semi-classique des vibrations nucléaires tel qu'il a été exposé en III.1.1., peut être repris point par point dans le cas λ = 2. Compte tenu de la condition aux limites (III.1.7) à la surface nucléaire, on obtient pour l'énergie $E'_{vib.}$ des cinq modes de vibration quadrupolaire (μ = -2, -1, 0, 1, 2) dégénérés dans le cas d'un noyau sphérique, la relation :

$$E'_{vib.} = 1,6\ E_{vib.} \qquad \text{(III.2.15)}$$

où $E_{vib.}$ est donné par (III.1.9).

Cette dégénérescence sera levée dans le cas d'un noyau déformé [103]. En particulier le couplage aux vibrations de surface a été considéré par Ligensa et al. [104] dans le cadre du modèle collectif dynamique, en tenant compte de l'approximation adiabatique. Les prédictions théoriques concernant les noyaux $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$ et $^{166}_{68}Er$ sont comparées aux résultats de nos expériences sur les figures (III.22), (III.23) et (III.24) respectivement. Bien que les points expérimentaux correspondant à $_{68}Er$ aient été obtenus avec une cible de composition isotopique naturelle, nous avons vu que les spectres à basse énergie de $^{166}_{68}Er$, $^{168}_{68}Er$, $^{170}_{68}Er$, entrant pour 80% environ dans la constitution de l'élément naturel, sont pratiquement identiques, ce qui permet leur comparaison au calcul théorique.

On constate alors que pour les noyaux $^{159}_{65}Tb$ et $^{165}_{67}Ho$ un excès d'absorption photoneutronique apparaît au-dessus de la courbe de Lorentz, représentant au mieux la section efficace expérimentale à plus basse énergie, dans un domaine d'énergie compris entre 20 MeV et 27 MeV en accord qualitatif avec le modèle de Ligensa et al. Cependant la structure fine calculée n'apparaît pas sur la courbe expérimentale, ce qui ne doit pas nous étonner compte tenu des difficultés expérimentales de mesure dans cette région d'énergie. Faisant l'hypothèse qu'entre 20 MeV et 27 MeV la courbe de Lorentz représente la section efficace d'absorption dipolaire, on peut calculer la section efficace intégrée correspondant à l'absorption quadrupolaire par la relation :

$$\int_{20\ MeV}^{27\ MeV} \sigma_{quad.}(E)\, dE = \int_{20\ MeV}^{27\ MeV} \left[\sigma_N(E) - \sigma_L(E)\right] dE \qquad (III.2.16)$$

Le résultat d'un tel calcul est présenté dans le tableau III.10 suivant et comparé aux calculs de Ligensa et al.

Mais pour le novau $_{68}Er$ rien de comparable n'a été observé, c'est ce que montre la figure (III.24).

Tableau III.10

Comparaison des sections efficaces intégrées expérimentales et théoriques correspondant à la résonance quadrupolaire		
Noyau	$\int_{20\ MeV}^{27\ MeV} \sigma_{quad}(E)dE$ points expérimentaux	$\int_{20\ MeV}^{27\ MeV} \sigma_{quad}(E)dE$ calcul théorique
$^{159}_{65}Tb$	0,10 ± 0,05 MeV-b	0,13 MeV-b
$^{165}_{67}Ho$	0,14 ± 0,04 MeV-b	0,16 MeV-b

Comme d'autre part aucune mesure directe n'a permis à notre connaissance, d'identifier avec certitude le caractère E2 de l'absorption photonucléaire dans cette région, il n'est pas possible de conclure à l'existence de ce mode de vibration. L'étude des distributions angulaires de photons dans les réactions de capture de neutrons énergiques (E_n = 14 MeV) permettrait probablement malgré les difficultés expérimentales, de lever ce doute.

Enfin, on sait aussi que, dans la description microscopique des états dipolaires, des configurations plus compliquées que les configurations simples une particule-un trou peuvent modifier la forme de la résonance géante, en particulier dans sa partie à haute énergie (chapitre IV).

III.3 LES VOIES DE SORTIE : COMPETITION ENTRE LES REACTIONS (γ,n) ET (γ,2n)

Si l'on suppose que l'absorption d'un photon par un noyau, dans le domaine de la résonance géante, conduit à la formation d'un noyau composé avant que l'évaporation d'un ou de deux neutrons puisse se produire, on peut montrer que, sous certaines conditions, on a :

$$\frac{\sigma_{\gamma,2n}(E)}{\sigma_{\gamma,n}(E)+\sigma_{\gamma,2n}(E)} = \frac{\int_{\varepsilon=0}^{E-B_{2n}} \varepsilon\, \rho(\nu)\, d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{E-B_{n}} \varepsilon\, \rho(\nu)\, d\varepsilon} \qquad \text{(III.3.1)}$$

Dans cette expression E est l'énergie d'excitation du noyau cible, B_n et B_{2n} sont respectivement les seuils des réactions (γ,n) et $(\gamma,2n)$, ε est l'énergie cinétique du neutron émis, et $\rho(\nu)$ est la densité des niveaux d'accueil du noyau A-1, à l'énergie d'excitation $\nu = E-B_n-\varepsilon$.

Cette relation s'obtient aisément à partir de l'hypothèse du noyau composé de Bohr, en admettant qu'au dessus du seuil de la réaction B_{2n} la voie $(\gamma,2n)$ est seule ouverte, et que la section efficace inverse de la réaction (γ,n) à partir du niveau excité du noyau A-1 est la même que celle obtenue en partant du niveau fondamental, pour laquelle on peut, de plus, négliger la dépendance en énergie.

On sait que $\rho(\nu)$ peut être déterminé par l'étude des spectres de neutrons dans les réaction (n,n') [107] et par celle de l'espacement des résonances neutroniques obtenues par capture de neutrons d'énergie intermédiaire [108]. En fonction du nombre de masse A, $\rho(\nu)$ ne varie pas de façon monotone, et présente des minima pour les noyaux à couches fermées.

La figure (III.25) montre la variation du rapport expérimental :

$$T = \frac{\int_{0}^{25\ MeV} \sigma_{\gamma,2n}(E)dE}{\int_{0}^{25\ MeV} \sigma_{\gamma,n}(E)dE + \int_{0}^{25\ MeV} \sigma_{\gamma,2n}(E)dE} \qquad \text{(III.3.2)}$$

en fonction de A. On observe nettement un effet de couches pour les noyaux dont le nombre de neutrons est voisin de 50, 82 et 126 correspondant à la fermeture des couches $1g_{9/2}$, $1h_{11/2}$ et $1i_{13/2}$. Par ailleurs les valeurs de T ainsi calculées se situent sur une courbe, schématisée par le trait pointillé, qui reproduit les variations de la courbe bien connue donnant en fonction du nombre de masse A la

valeur du paramètre de densité de niveaux "a", que l'on peut donc essayer de déterminer.

Nous allons d'abord simplifier le problème en prenant pour $\rho(\mathcal{U})$ la forme suggérée par Blatt et Weisskopf [40] qui permet, dans l'hypothèse où $E-B_n \gg \varepsilon$, de mettre (III.3.1) sous la forme :

$$\frac{\sigma_{\gamma,2n}(E)}{\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E)} = 1 - \left\{1 + \frac{E-B_{2n}}{(H)}\right\} e^{-\left(\frac{E-B_{2n}}{(H)}\right)} \qquad \text{(III.3.3)}$$

où $(H) = \sqrt{\frac{\mathcal{U}}{a}}$ est la température nucléaire. Les valeurs de (H) sont généralement comprises entre 0,5 MeV et 1 MeV, en conséquence quelques MeV au-dessus du seuil de la réaction $(\gamma,2n)$ la courbe représentant la section efficace $\sigma_{\gamma,n}$ doit tendre vers zéro comme le montre (III.3.3) lorsque $E-B_{2n} \gg (H)$. Or si l'on définit la multiplicité neutronique M(E) par :

$$M(E) = \frac{\sigma_{\gamma,n}(E) + 2\sigma_{\gamma,2n}(E)}{\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E)} \qquad \text{(III.3.4)}$$

La figure III.26 montre la variation typique de $M(E)^{-1}$ en fonction de E. Le cas qui est ici représenté est celui du noyau $^{165}_{67}Ho$, mais un comportement identique est observé pour tous les noyaux moyens et lourds que nous avons étudiés. Ainsi, en vertu de (III.3.3), la valeur asymptotique de (III.3.4) pour $E-B_{2n} \gg (H)$ qui est de 2 , n'est jamais atteinte.

Nous devons donc conclure que le comportement purement statistique, associé à l'hypothèse de formation du noyau composé, n'est pas le seul mécanisme responsable de l'émission de photoneutrons dans une région d'énergie comprise entre 14 MeV et 25 MeV environ.

Ce résultat expérimental, obtenu grâce à l'utilisation de photons quasi-monochromatiques et aux techniques permettant de mesurer séparément et simultanément les événements correspondant aux diverses réactions (γ,jn) pour j=1,2,3,4 ...,

est à souligner. En effet les méthodes associées au rayonnement de freinage n'utilisent pas cette séparation et supposent une évaporation neutronique purement statistique pour calculer à partir des résultats finals représentant $\sigma_{\gamma,n}(E) + 2\sigma_{\gamma,2n}(E)$ les contributions respectives dues à $\sigma_{\gamma,n}$ et $\sigma_{\gamma,2n}$. Il en résulte très souvent que la section efficace photoneutronique totale présente une structure au voisinage du seuil de la réaction $(\gamma,2n)$.

En admettant cependant que l'émission successive de deux neutrons est statistique, on peut définir le rapport x de la section efficace $\sigma^{N.S.}_{\gamma,n}$ à la section efficace $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,2n}$, correspondant aux événements qui ne peuvent être décrits par une expression du type (III.3.3), soit :

$$x = \frac{\sigma^{N.S.}_{\gamma,n}}{\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,2n}} \qquad \text{(III.3.5)}$$

Dans ces conditions (III.3.4) s'écrit :

$$M(E) = 1 + (1-x)\left[1 - \left(1 + \frac{E-B_{2n}}{\textcircled{H}}\right) e^{-\left(\frac{E-B_{2n}}{\textcircled{H}}\right)}\right] \qquad \text{(III.3.6)}$$

On peut déduire ainsi de la valeur asymptotique de $M(E)$ ou de $M(E)^{-1}$, pour $E-B_{2n} >> \textcircled{H}$, une valeur de x permettant d'obtenir le pourcentage $y = \frac{x}{2-x}$ du nombre de neutrons dits "directs" par rapport au nombre total de neutrons émis.

Le tableau III.11 résume pour un certain nombre de noyaux, les valeurs de x et de y que nous avons obtenues.

Ce pourcentage "y" ainsi déterminé et attribué à des neutrons dont l'émission n'est pas statistique et ne correspond pas à (III.3.3) est comparable en particulier à celui trouvé par Mutchler [109] dans l'étude des spectres de photoneutrons émis après absorption de photons de 14 MeV, mais est en désaccord avec les résultats du groupe de Livermore, où la disparition de la section efficace $\sigma_{\gamma,n}$ quelques MeV au-dessus du seuil B_{2n} est généralement observée.

Les conclusions précédentes restent **vraies** si on prend pour la fonction $\rho(\mathcal{U})$ de densité de niveaux dans le noyau A-1 une forme de type Ericson [110]

$$\rho(\mathcal{U}) = \frac{C^{te}}{\mathcal{U}^2} e^{2\sqrt{a\mathcal{U}}} \qquad \text{(III.3.7)}$$

De plus, comme Calarco [111] l'a montré dans le cas de $^{208}_{82}Pb$, par l'étude des spectres de photoneutrons pour une énergie d'excitation du noyau cible comprise entre 12 MeV et 17 MeV, on peut faire l'hypothèse que x est constant et écrire (III.3.1) sous la forme :

$$\sigma_{\gamma,2n}(E) = (1-x)\ \sigma_L(E)\ \frac{\int_{\varepsilon=0}^{E-B_{2n}} \varepsilon\rho(\mathcal{U})\ d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{E-B_n} \varepsilon\rho(\mathcal{U})\ d\varepsilon} \qquad \text{(III.3.8)}$$

où $\rho(\mathcal{U})$ est donné par (III.3.7) et où on prend dans la zone d'énergie qui nous intéresse :

$$\sigma_{\gamma,n}(E) + \sigma_{\gamma,2n}(E) = \sigma_L(E) \qquad \text{(III.3.9)}$$

ce qui présente l'avantage, puisque la courbe de Lorentz $\sigma_L(E)$ est déterminée par la partie centrale de la résonance géante, d'éliminer les erreurs expérimentales relatives à $\sigma_{\gamma,n}$, qui sont importantes à haute énergie. Tenant compte alors des effets d'appariement dans la définition effective de $\rho(\mathcal{U})$, on peut chercher quelles sont les meilleures valeurs de x et du paramètre "a" permettant d'ajuster l'expression (III.3.8) aux points expérimentaux représentatifs de la courbe $\sigma_{\gamma,2n}(E)$.

Le résultat d'une telle recherche est présenté sur la figure (III.27) pour le noyau quasi-mono-isotopique $_{71}Lu$ pour lequel nous trouvons $x = 0,25 \pm 0,05$, en très bon accord avec la valeur asymptotique précédente $x = 0,26 \pm 0,06$ et $a = 15\ MeV^{-1} \pm 3\ MeV^{-1}$.

Pour les noyaux $^{127}_{53}I$ et $^{197}_{79}Au$, par exemple, nous avons trouvé respectivement $a = 10\ MeV^{-1} \pm 2\ MeV^{-1}$ et $a = 12\ MeV^{-1} \pm 2\ MeV^{-1}$.

En général les valeurs du paramètre "a" tirées de la comparaison des

mesures de sections efficaces photonucléaires $\sigma_{\gamma,n}$ et $\sigma_{\gamma,2n}$ sont plus faibles que celles obtenues par l'étude des réactions (n,n') [107] ou des résonances neutroniques [108]. Récemment Griffin [112] et Blann [113] ont introduit la notion de "neutrons précomposés" pour expliquer le durcissement des spectres de neutrons observé dans les réactions (p,n) et (α,n) : ces neutrons seraient émis avant que le noyau n'ait atteint un équilibre statistique. Une telle hypothèse explique très simplement la disparition relativement lente du processus (γ,n) devant (γ,2n), ce qui est expérimentalement constaté.

III.4 CONCLUSION

A partir des résultats expérimentaux, que nous venons de décrire, nous soulignerons un certain nombre de points relatifs respectivement aux techniques expérimentales utilisées et à l'interprétation de nos résultats.

Ainsi, l'utilisation d'un faisceau de photons quasi-monochromatiques d'énergie variable, d'un détecteur de grande efficacité, d'un système de gestion automatique des données nous a permis d'obtenir la valeur absolue et la forme de la section efficace photoneutronique avec une remarquable confiance. Nous avons montré en particulier la supériorité de cette technique sur celle qui est associée à l'utilisation du rayonnement de freinage. (Etude de $^{141}_{59}Pr$ et du couple $^{148}_{60}Nd$ - $^{150}_{60}Nd$ par exemple). Grâce à la mesure simultanée et séparée des événements associés aux réactions (γ,xn) pour x = 1, 2, 3 ... nous avons directement déterminé la section efficace photoneutronique totale. Les résultats obtenus font nettement apparaître une structure de la résonance géante qui n'avait pas été observée dans cette région de masse, si on élimine les structures liées aux méthodes de déconvolution de courbes de rendement photoneutronique expérimentales. Les étalonnages en énergie et en intensité du faisceau de photons incident ont été réalisés avec le minimum d'erreur comme le montrent, par exemple, la déterni-

nation expérimentale des énergies de liaison B_{2n} des isotopes du néodyme et la stabilité des paramètres α et κ du modèle collectif.

Par ailleurs, les résultats expérimentaux obtenus permettent de dire que la description de la résonance géante dipolaire par le modèle collectif est, dans ses traits principaux, assez proche de nos observations :

i) c'est ainsi que la relation semi-empirique (III.1.10) donnant l'énergie moyenne de cette résonance en fonction du nombre de masse est remarquablement vérifiée expérimentalement ;

ii) de même le dédoublement de la résonance géante, prévu pour les noyaux déformés, a été observé et il a été possible de calculer le paramètre de déformation β_o et le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o, et les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux donnés par d'autres techniques expérimentales, telles que l'excitation coulombienne par exemple. Il faut en outre souligner que Kelly et al. [73] ont pu calculer les sections efficaces correspondant aux deux modes de vibration intrinsèques, le mode longitudinal et le mode transversal, à partir de mesures de sections efficaces photoneutroniques sur des noyaux de $^{165}_{67}Ho$ alignés, confirmant ainsi cette prédiction du modèle collectif ;

iii) Enfin dans le cas des isotopes du néodyme, une corrélation très nette apparaît entre la largeur de la résonance géante dipolaire et la diminution de la "rigidité" du noyau (ce qui correspond à l'augmentation de la valeur du paramètre β et à la diminution de celle de l'énergie E_2 du premier niveau excité 2^+).

Cependant les structures qui apparaissent, au-delà du seuil de la réaction (γ,n) sur la courbe de section efficace photoneutronique ne peuvent être expliquées par ce modèle. Et la "structure collective intermédiaire", calculée dans le cadre du modèle collectif dynamique, n'a pas été confirmée par nos expériences, en particulier en ce qui concerne le nombre "d'états collectifs intermédiaires", leur espacement et leur largeur.

On est tenté de reprocher à ce modèle son caractère phénoménologique, mais il a le mérite d'exister et d'avoir suscité un grand nombre d'expériences. Dans le cadre du modèle microscopique qui fait l'objet du chapitre IV, Bassichis et al. [114] ont calculé les états dipolaires de la résonance géante pour les noyaux de la couche s-d. Il est satisfaisant de constater que pour $^{24}_{12}Mg$ et $^{28}_{14}Si$ les états de la résonance géante se répartissent en deux groupes, donnant ainsi naissance à un dédoublement, identique à celui prévu par le modèle collectif.

Tableau III.1

Paramètres des Raies de Lorentz

Noyau cible étudié	E_1 (MeV)	σ_1 (mb)	Γ_1 (MeV)	E_2 (MeV)	σ_2 (mb)	Γ_2 (MeV)	$\sigma_2\Gamma_2/\sigma_1\Gamma_1$
$^{139}_{57}La$ C. SCHUHL (65)	15,6	350	4,4				
$^{139}_{57}La$ Présent Travail	15,2±0,1	340±15	4,45±0,05				
^{58}Ce C. SCHUHL (65)	15,6	365	4,8				
^{58}Ce Présent Travail	15,0±0,1	360±15	4,35±0,05				
^{68}Er Présent Travail	12,0±0,1	225±10	2,9±0,07	15,4±0,1	260±12	5,0±0,07	2,0±0,2
^{71}Lu Présent Travail	12,3±0,1	230±10	2,7±0,06	15,5±0,1	280±12	4,5±0,07	2,0±0,2
^{73}Ta R.L. BRAMBLETT et al (67)	12,75	198	3	15,5	224	5	1,9
^{73}Ta B.L. BERMAN et al (68)	12,59±0,03	171±8	1,94±0,12	15,1±0,12	265±6	4,98±0,23	3,9±0,7
^{73}Ta E.G. FULLER et al (66)*	12,45	308	2,3	15,45	348	4,4	2,2
^{73}Ta Présent Travail	12,3±0,1	270±12	2,6±0,06	15,3±0,1	330±15	4,5±0,07	2,1±0,2
^{50}Sn Présent Travail	15,5±0,1	290±15	5,15±0,05				
$^{127}_{53}I$ R.L. BRAMBLETT et al (69)	15,21±0,08	180±20	4,1±0,2	15,8±0,08	50±10	7,9±1,5	0,53±0,3
$^{127}_{53}I$ Présent Travail	14,5±0,1	255±10	3,8±0,06	16,8±0,1	130±6	3,9±0,07	0,52±0,06

Tableau III.1 (suite)

$^{56}_{}$Ba Présent Travail	15,3±0,1	356±15	4,7±0,1				
$^{141}_{59}$Pr R.L. BRAMBLETT et al (69)	15,16±0,08	320±20	4,49±0,05				
$^{141}_{59}$Pr Présent Travail	15,1±0,1	350±15	4,25±0,05				
$^{62}_{}$Sm Présent Travail	12,8±0,1	155±6	4,25±0,06	15,45±0,1	260±12	4,6±0,06	1,8±0,2
$^{159}_{65}$Tb E.G. FULLER et al (66)	12,5	258	2,4	16,3	310	4	2
$^{159}_{65}$Tb R.L. BRAMBLETT et al (70)	12,2±0,2	188±19	2,67±0,2	15,6±0,2	233±23	4,3±0,4	2±0,7
$^{159}_{65}$Tb B.L. BERMAN et al (68)	12,2±0,04	181±6	2,64±0,16	15,7±0,06	220±4	4,97±0,19	2,3±0,3
$^{159}_{65}$Tb Présent Travail	12,1±0,1	205±10	3,25±0,06	16,0±0,1	240±11	4,85±0,05	1,8±0,2
$^{165}_{67}$Ho E.G. FULLER et al (71)*	12,2	318	2,33	16	328	4,5	2,0
$^{165}_{67}$Ho P. AXEL et al (72)	12,03±0,01	240±8	2,43±0,16	15,62±0,06	308±6	4,69±0,2	2,4±0,4
$^{165}_{67}$Ho R.L. BRAMBLETT et al (67)	12,1	200	2,65	15,75	249	4,4	2,1
$^{165}_{67}$Ho B.L. BERMAN et al (68)	12,28±0,02	214±5	2,57±0,11	15,78±0,04	246±3	5,0±0,2	2,2±0,2
$^{165}_{67}$Ho M.A. KELLY et al (73)	12,3±0,04	214±10	2,32±0,17	15,7±0,08	257±5	5,04±0,36	2,6±0,5
$^{165}_{67}$Ho Présent Travail	12,1±0,1	250±12	2,7±0,05	15,6±0,1	285±12	4,8±0,05	2,0±0,2
$^{197}_{79}$Au S.C. FULTZ et al (75)	13,9	535	4,2				
$^{197}_{79}$Au Présent Travail	13,7±0,1	540±30	4,75±0,05				

*Les valeurs des sections efficaces ne tiennent pas compte du nouvel étalonnage en efficacité du détecteur de photoneutrons (74) et sont celles qui ont été originellement publiées.

Tableau III.2

Moments quadrupolaires intrinsèques Q_o et Paramètres de déformation β_o

	$^{127}_{53}I_{74}$	$^{159}_{65}Tb_{94}$	$^{165}_{67}Ho_{98}$	$^{175}_{71}Lu_{104}$(97,4%)	$^{181}_{73}Ta_{108}$(99,99%)
Q_o(55)		7,07 b ± 0,09 b	7,48 b ± 0,14 b	8,03 b ± 0,29 b	6,75 b ± 0,13 b
β_o(55)		0,324	0,324	0,316	0,255
Présent Q_o	-2,4 b ± 0,4b	7,4 b ± 0,6 b	6,9 b ± 0,6 b	6,9 b ± 0,5 b	6,9 b ± 0,5 b
Travail β_o	0,16	0,33	0,30	0,27	0,26

Tableau III.3

Energie moyenne de la résonance géante dipolaire

Noyaux cibles	$E_1 A^{1/3}$ (MeV)	$\frac{(E_1+2E_2)}{3} A^{1/3}$ (MeV)	$\frac{(2E_1+E_2)}{3} A^{1/3}$ (MeV)	$E_{RG} . A^{1/3}$ (MeV)
$^{139}_{57}La$	78,7 ± 0,7			
$_{58}Ce$	78,1 ± 0,7			
$_{68}Er$		78,8 ± 0,7		
$_{71}Lu$		80,7 ± 0,7		
$_{73}Ta$		80,9 ± 0,7		
$_{50}Sn$	76,5 ± 0,7			
$^{127}_{53}I$			76,7 ± 0,7	Valeur moyenne *
$_{56}Ba$	78,9 ± 0,7			79 ± 2
$^{141}_{59}Pr$	78,6 ± 0,7			
$_{62}Sm$		77,5 ± 0,7		
$^{159}_{65}Tb$		79,6 ± 0,7		
$^{167}_{67}Ho$		79,2 ± 0,7		
$^{197}_{79}Au$	79,7 ± 0,7			

* L'erreur indiquée permet de recouvrir les valeurs calculées des colonnes 1.2.3.

Tableau III.4

Règles de somme dipolaire et Paramètres α et K du modèle collectif

Noyaux cibles	$0,06\ \frac{NZ}{A}$	$\int_{\text{seuil}}^{26\ \text{MeV}} \sigma_N(E)dE$ MeV.b	α	K(MeV)	α_C	K_C(MeV)	$\int_0^{\infty} \sigma_L(E)dE$ MeV.b	α_L	K_L(MeV)
$^{139}_{57}La$	2,02	2,14 ± 0,14	0,06 ± 0,07	24 ± 2	0,23 ± 0,08	21 ± 2	2,35 ± 0,13	0,16 ± 0,07	22 ± 2
$_{58}Ce$	2,04	2,13 ± 0,15	0,05 ± 0,07	24,5 ± 2	0,22 ± 0,08	21 ± 2	2,42 ± 0,15	0,18 ± 0,07	21,8 ± 2
$_{68}Er$	2,42	2,70 ± 0,20	0,11 ± 0,08	23 ± 2	0,29 ± 0,09	20 ± 2	3,04 ± 0,16	0,25 ± 0,07	20,5 ± 2
$_{71}Lu$	2,53	2,65 ± 0,18	0,05 ± 0,07	24,5 ± 2	0,22 ± 0,08	21 ± 2	2,96 ± 0,16	0,17 ± 0,07	22 ± 2
$_{73}Ta$	2,61	2,9 ± 0,20	0,11 ± 0,07	23 ± 2	0,29 ± 0,08	20 ± 2	3,40 ± 0,20	0,30 ± 0,10	19,8 ± 2
$_{50}Sn$	1,74	1,93 ± 0,13	0,11 ± 0,07	23 ± 2	0,29 ± 0,08	20 ± 2	2,32 ± 0,12	0,33 ± 0,10	19,5 ± 2
$^{127}_{53}I$	1,85	2,02 ± 0,14	0,09 ± 0,07	23,5 ± 2	0,26 ± 0,08	20,5 ± 2	2,30 ± 0,12	0,24 ± 0,08	20,8 ± 2
$_{56}Ba$	2,07	2,22 ± 0,14	0,07 ± 0,06	24 ± 2	0,24 ± 0,07	20,8 ± 2	2,6 ± 0,15	0,25 ± 0,08	20,5 ± 2
$^{141}_{59}Pr$	2,06	2,16 ± 0,17	0,05 ± 0,07	24,5 ± 2	0,22 ± 0,08	21 ± 2	2,35 ± 0,13	0,14 ± 0,07	22,5 ± 2
$_{62}Sm$	2,18	2,48 ± 0,17	0,14 ± 0,07	22,5 ± 2	0,32 ± 0,08	19,5 ± 2	2,92 ± 0,15	0,33 ± 0,10	19,4 ± 2
$^{159}_{65}Tb$	2,30	2,50 ± 0,20	0,09 ± 0,08	23,5 ± 2	0,26 ± 0,09	20,5 ± 2	2,90 ± 0,15	0,26 ± 0,08	20,5 ± 2
$^{165}_{67}Ho$	2,39	2,79 ± 0,20	0,17 ± 0,08	22 ± 2	0,36 ± 0,09	19 ± 2	3,20 ± 0,20	0,33 ± 0,10	19,4 ± 2
$^{197}_{79}Au$	2,84	3,48 ± 0,20	0,22 ± 0,08	21 ± 2	0,41 ± 0,09	18 ± 2	4,07 ± 0,20	0,43 ± 0,10	18 ± 2
Valeur moyenne			0,10 ± 0,05	23,5 ± 2	0,27 ± 0,08	20,5 ± 2		0,25 ± 0,07	20,5 ± 2

Tableau III.5

Paramètres des Raies de Lorentz relatifs à ;

$_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$ et $^{141}_{59}Pr$

Noyaux cibles	$_{56}Ba$	$^{139}_{57}La$	$_{58}Ce$	$^{141}_{59}Pr$
σ_1 mb	356 ± 15	340 ± 15	360 ± 15	350 ± 15
E_1 MeV	15,3 ± 0,1	15,2 ± 0,1	15,0 ± 0,1	15,1 ± 0,1
Γ_1 MeV	4,70 ± 0,15	4,45 ± 0,05	4,35 ± 0,05	4,25 ± 0,05

Tableau III.6

Composition isotopique des échantillons de Néodyme.

Noyaux cibles	^{142}Nd	^{143}Nd	^{144}Nd	^{145}Nd	^{146}Nd	^{148}Nd	^{150}Nd
Masse (g)	100,3	30	50,2	20	49	40	20
Composé chimique	oxide	oxide	oxide	oxide	oxide	oxide	oxide
Pureté %	95	83,2	91,5	71	94,7	89,4	88,5
Impureté principale	^{143}Nd:3 %	^{144}Nd: 11,8%	^{145}Nd:4 %	^{146}Nd: 18,8%	négligeable	^{146}Nd:4 %	^{148}Nd:4 %

Tableau III.7

Valeurs expérimentales B_{2n} et théoriques B'_{2n} [67] des seuils de réactions $(\gamma,2n)$ pour les isotopes du Néodyme

Noyaux cibles	^{142}Nd	^{143}Nd	^{144}Nd	^{145}Nd	^{146}Nd	^{148}Nd	^{150}Nd
B_{2n} (MeV)	17,6 ± 0,4	16,2 ± 0,3	14 ± 0,2	13,7 ± 0,2	13,2 ± 0,1	12,6 ± 0,1	12,5 ± 0,2
B'_{2n} (MeV)	17,67	15,91	13,93	13,57	13,30	12,62	12,37

Tableau III.8

Paramètres des raies de Lorentz relatifs aux isotopes du Néodyme

Noyaux cibles	$_{58}Ce$	^{142}Nd	^{143}Nd	^{144}Nd	^{145}Nd	^{146}Nd	^{148}Nd	^{150}Nd	$_{68}Er$
σ_1 (mb)	360±15	359±15	360±15	317±15	297±20	308±15	263±15	174±20	225±10
Γ_1 (MeV)	4,35±0,05	4,43±0,2	4,5±0,2	5,3±0,25	6,5±0,4	6±0,3	7,2±0,3	3,3±0,1	2,9±0,07
E_1 (MeV)	15,0±0,1	14,95±0,1	15±0,1	15,05±0,1	15±0,15	14,8±0,1	14,7±0,15	12,3±0,15	12,0±0,1
σ_2 (mb)								223±20	260±12
Γ_2 (MeV)								5,2±0,15	5,0±0,07
E_2 (MeV)								16,0±0,15	15,4±0,1

Tableau III.9

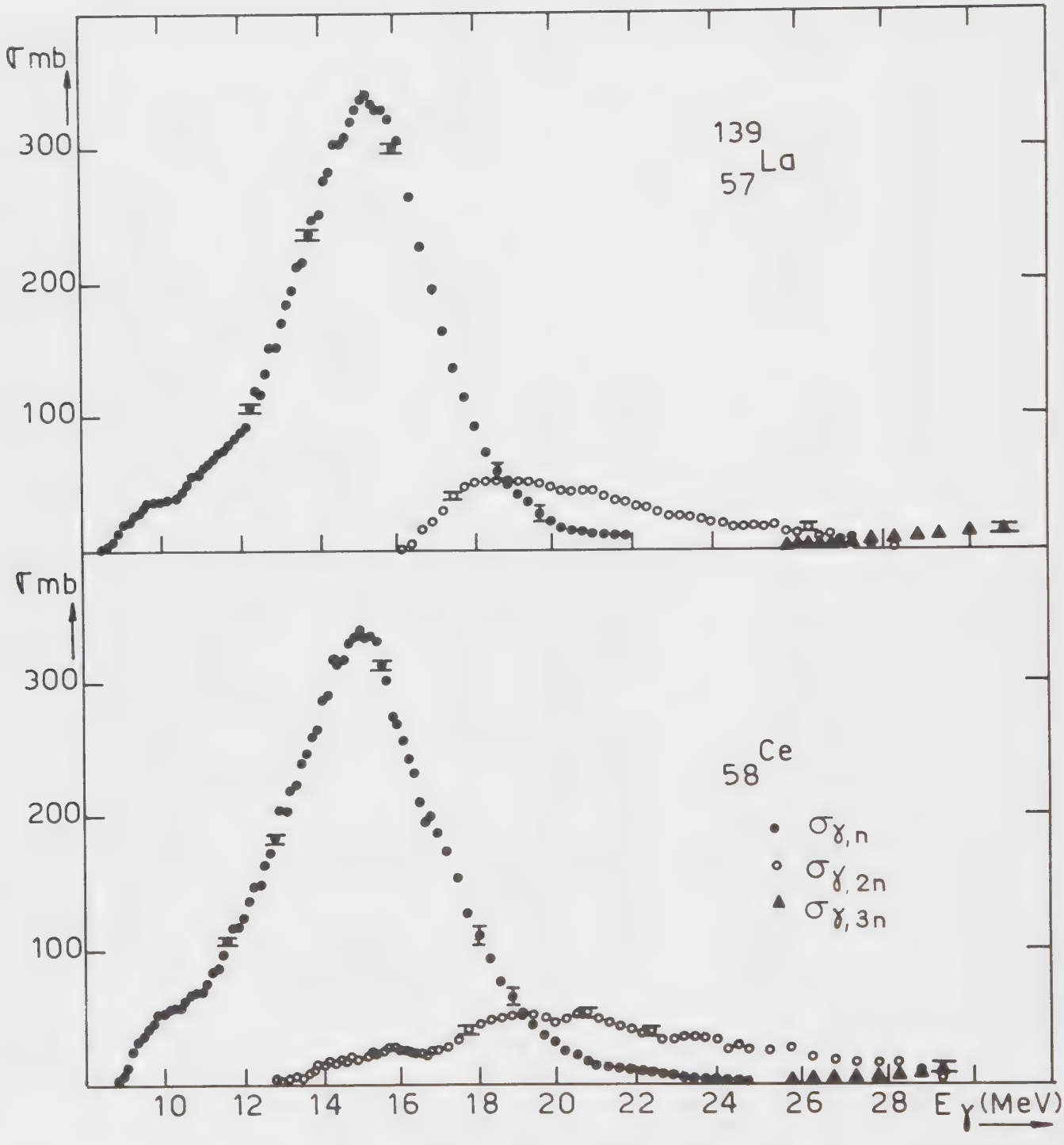
Paramètres du modèle collectif relatifs aux isotopes du Néodyme

Noyaux cibles	^{142}Nd	^{143}Nd	^{144}Nd	^{145}Nd	^{146}Nd	^{148}Nd	^{150}Nd	^{150}Nd [55]
$E_1 A^{1/3}$ (MeV)	78±0,7	78,4±0,7	78,9±0,7	78,8±0,7	77,9±0,7	77,7±0,7		
$\frac{(E_1 + 2E_2)}{3} A^{1/3}$ (MeV)							78,5±0,7	
Valeur moyenne $E_{R.G.} A^{1/3}$				78,3				
$\frac{\int_0^{\infty} \sigma_L(E)\,dE}{0,06\ NZ/A}$	1,20±0,10	1,22±0,10	1,25±0,10	1,4±0,15	1,35±0,10	1,4±0,10	1,27±0,15	
α_L	0,20±0,10	0,22±0,10	0,25±0,10	0,4±0,15	0,35±0,10	0,4±0,10	0,27±0,15	
β_o							0,31	0,268
Q_o (barns)							6±1 b	5,15±0,05 b

Tableau III.11

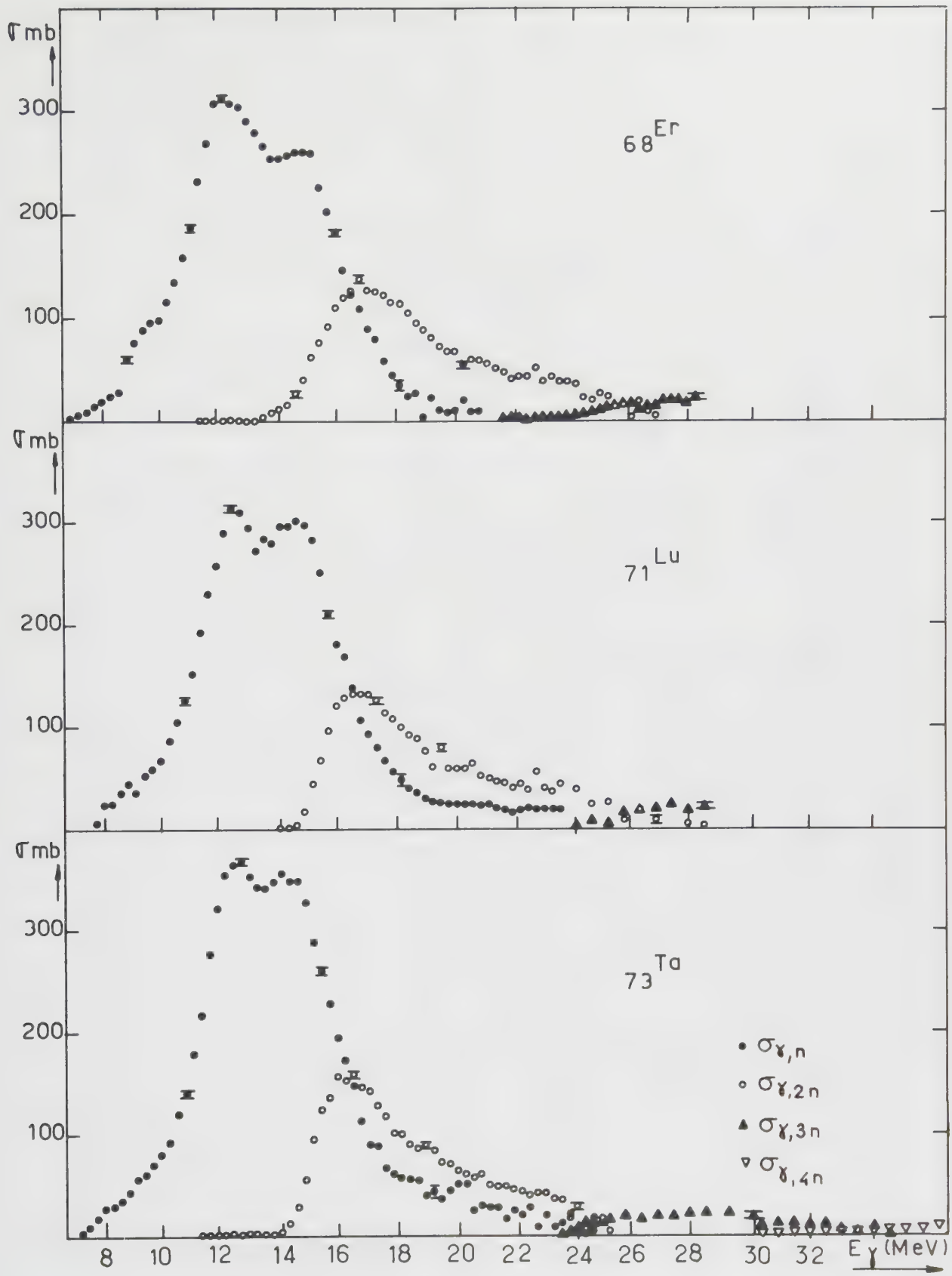
Rapport x de la section efficace $\sigma^{N.S}_{\gamma,n}$ à la section efficace $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,2n}$, relative à l'émission de neutrons dits "non-statistiques" ou "directs", et pourcentage y de ce nombre de neutrons au nombre total de neutrons émis.

Novaux	$^{127}_{53}I$	$^{139}_{57}La$	$_{58}Ce$	$_{62}Sm$	$^{159}_{65}Tb$	$^{165}_{67}Ho$	$_{68}Er$	$_{71}Lu$	$_{73}Ta$	$^{197}_{79}Au$	$^{126}_{82}Pb$
x	0,05± 0,005	0,44±0,06	0,21±0,05	0,18±0,04	0,37±0,05	0,29±0,05	0,20±0,05	0,26±0,06	0,38±0,04	0,35±0,05	0,27±0,05
y (%)	3±2	28±5	12±3	10±3	23±4	18±4	11±3	15±3	22±2	20±4	15±4



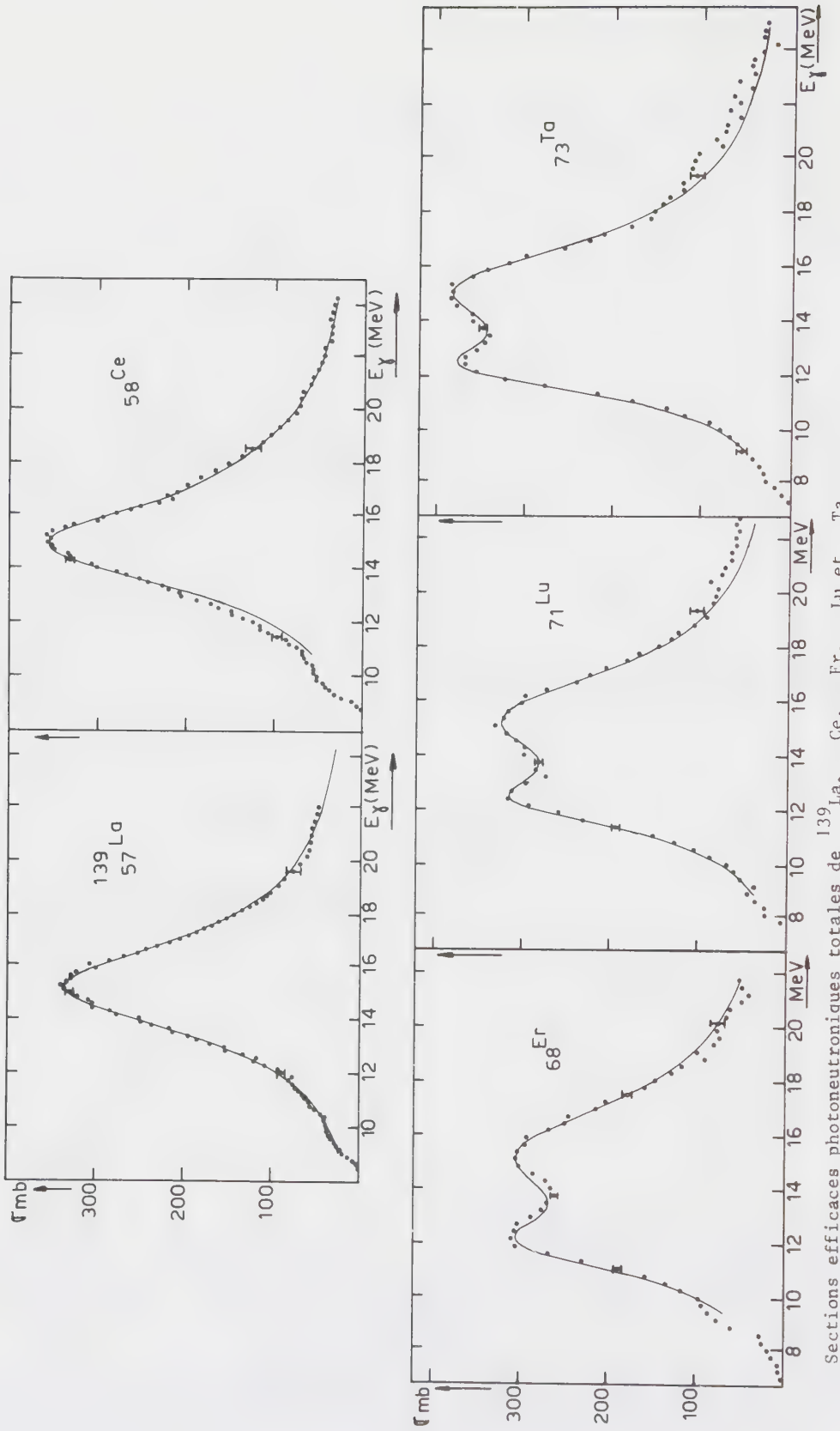
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{139}_{57}La$ et $_{58}Ce$

Fig. III.1



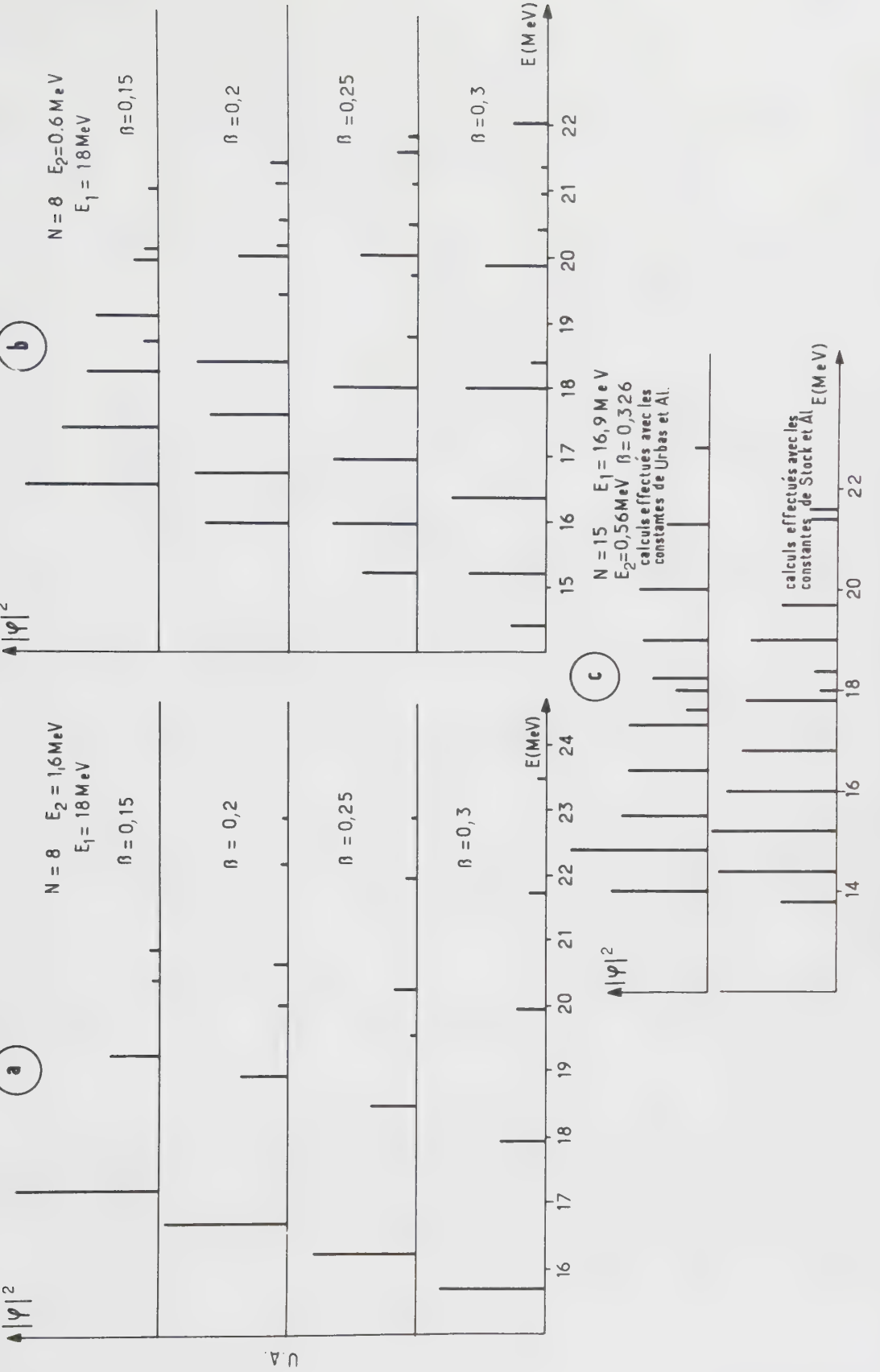
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $_{68}$Er, $_{71}$Lu et $_{73}$Ta.

Fig. III.2



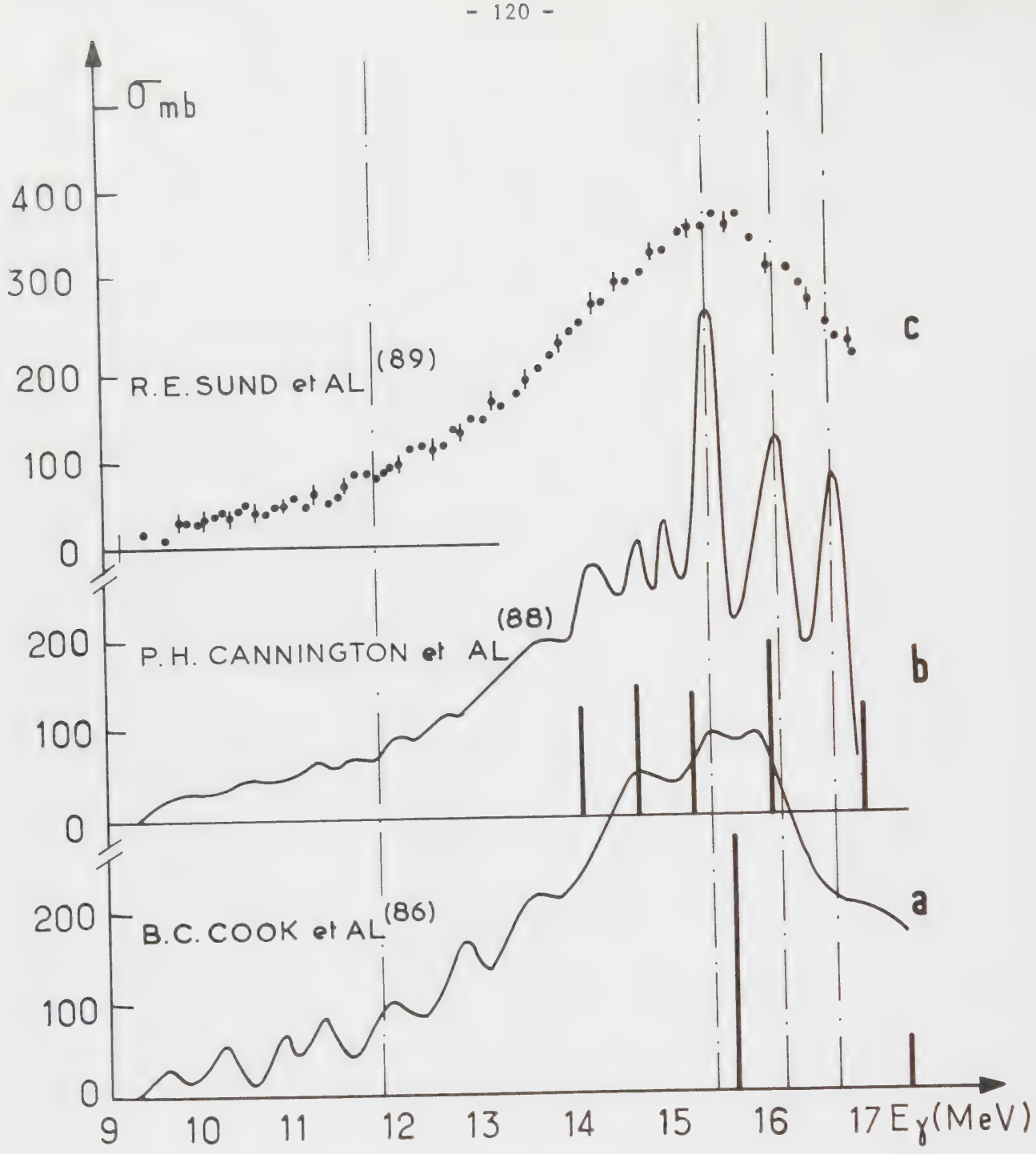
Sections efficaces photoneutroniques totales de $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $_{68}Er$, $_{71}Lu$ et $_{73}Ta$.

Fig. III.3



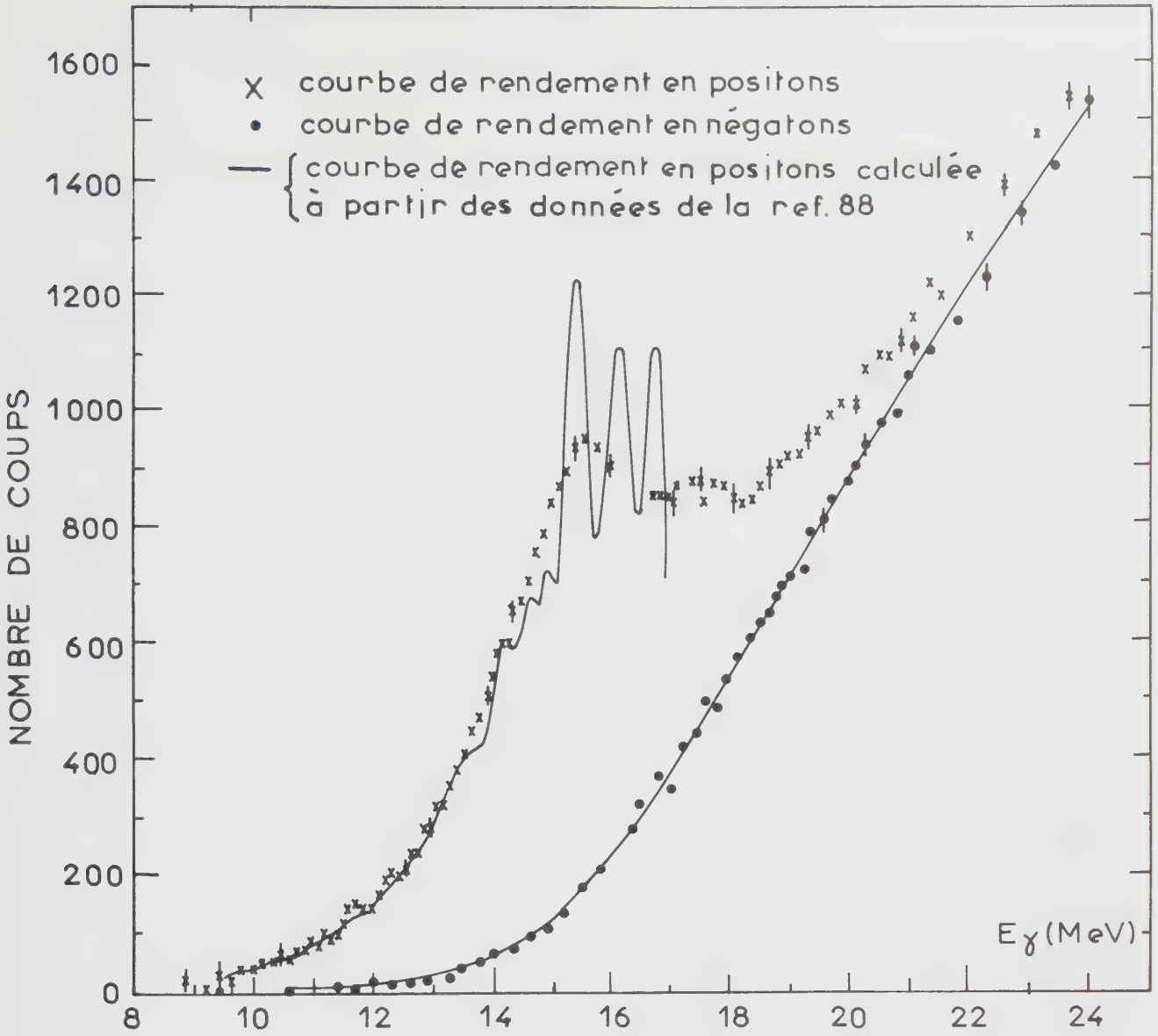
Intensités relatives d'absorption dipolaire $|\phi|^2$

Fig. III.4



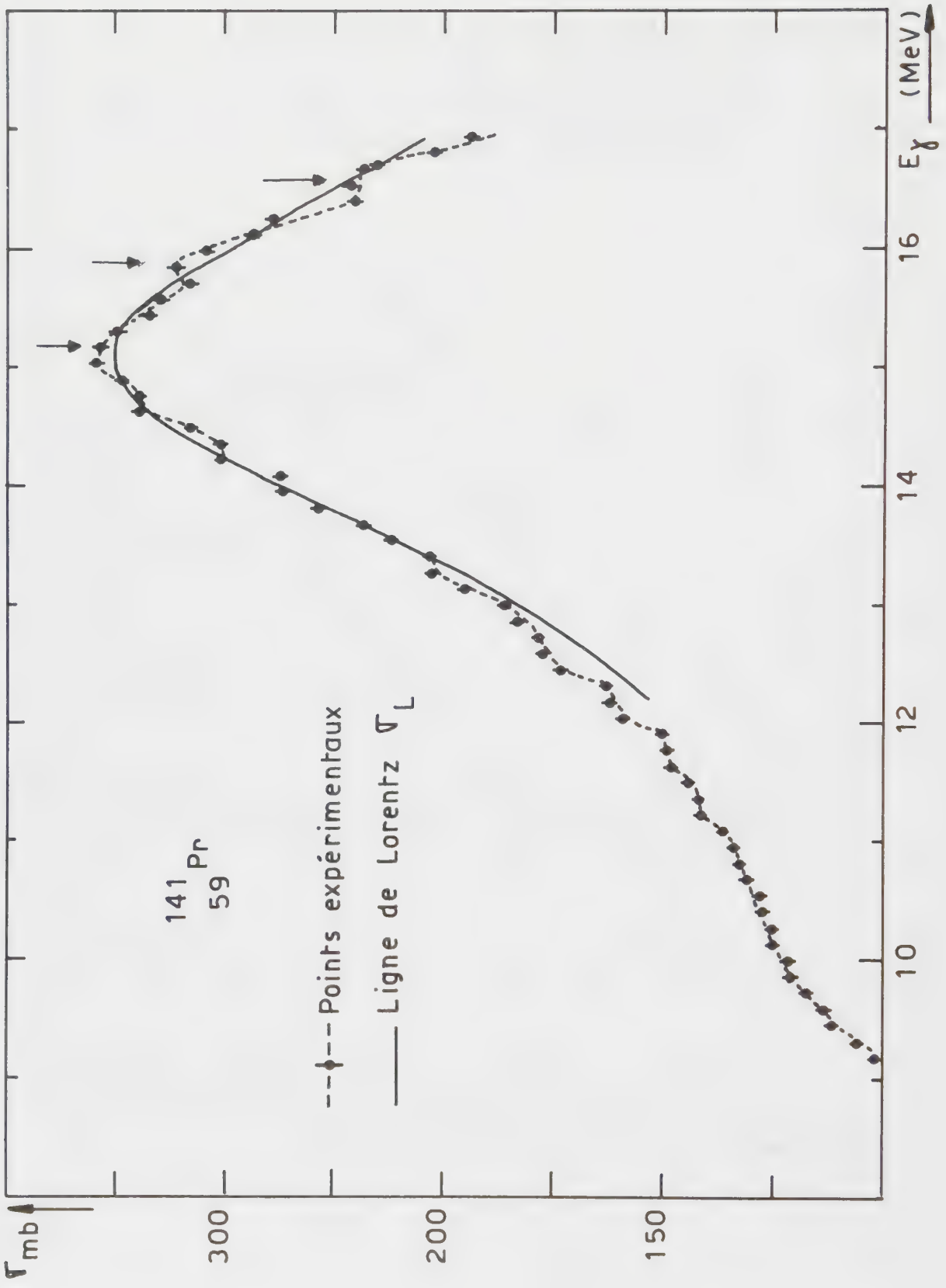
Sections efficaces photoneutroniques de $^{141}_{59}Pr$ obtenues par différents laboratoires. En a) et b) les intensités relatives d'absorption dipolaires $|\phi|^2$ calculées par Huber et al. [80-88] ont été reportées.

Fig. III.5



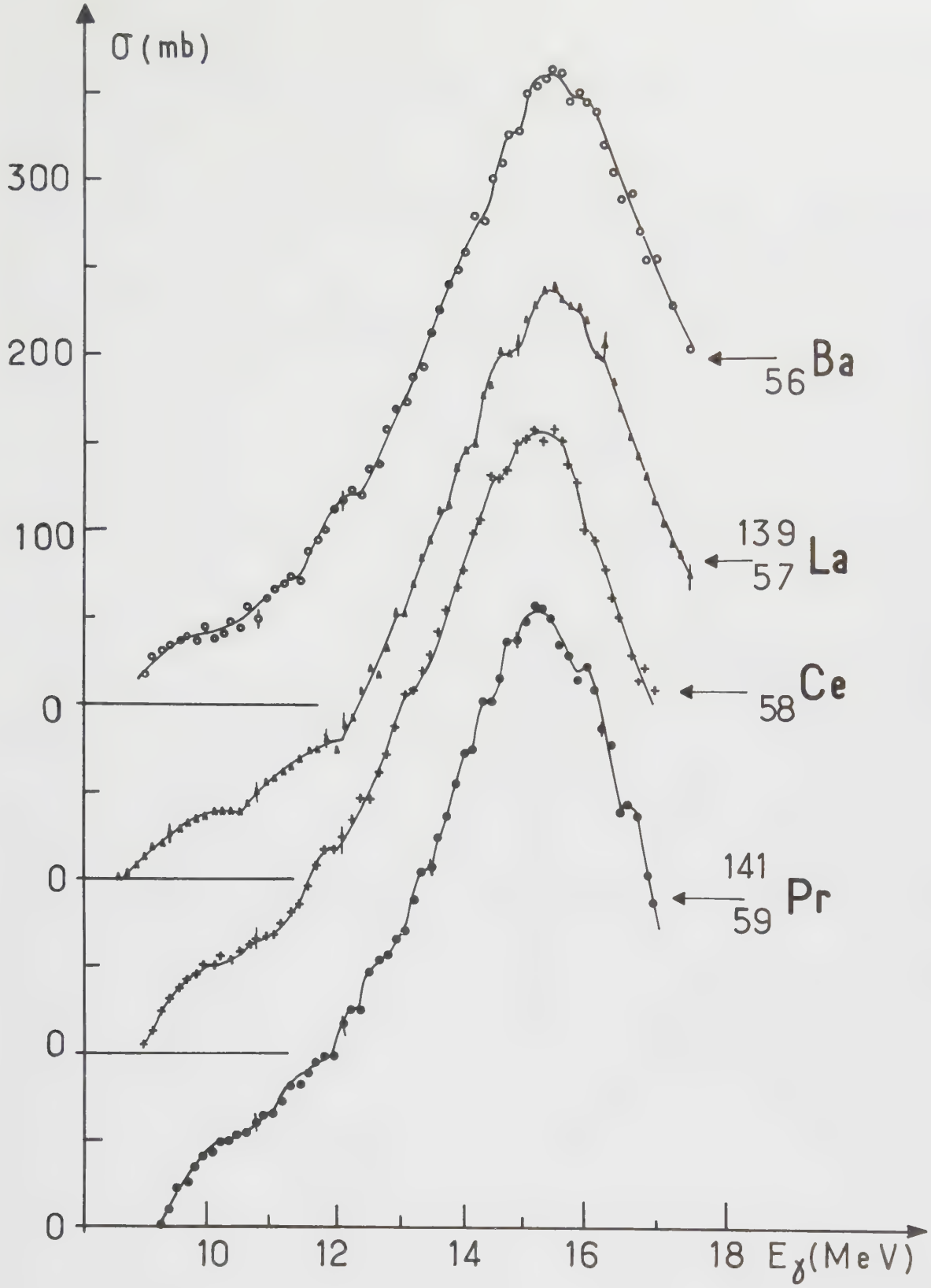
Comparaison entre la courbe de rendement en positons obtenue expérimentalement par Sund et al. [89] et calculée à partir des résultats de Cannington et al. [88], pour le noyau $^{141}_{59}Pr$.

Fig. III.6



Section efficace photoneutronique totale σ_N de $^{141}_{59}Pr$.

Fig. III.7



Sections efficaces photoneutroniques totales de $^{Ba}_{56}$, $^{139}_{57}La$, $^{Ce}_{58}$ et $^{141}_{59}Pr$

Fig. III.8

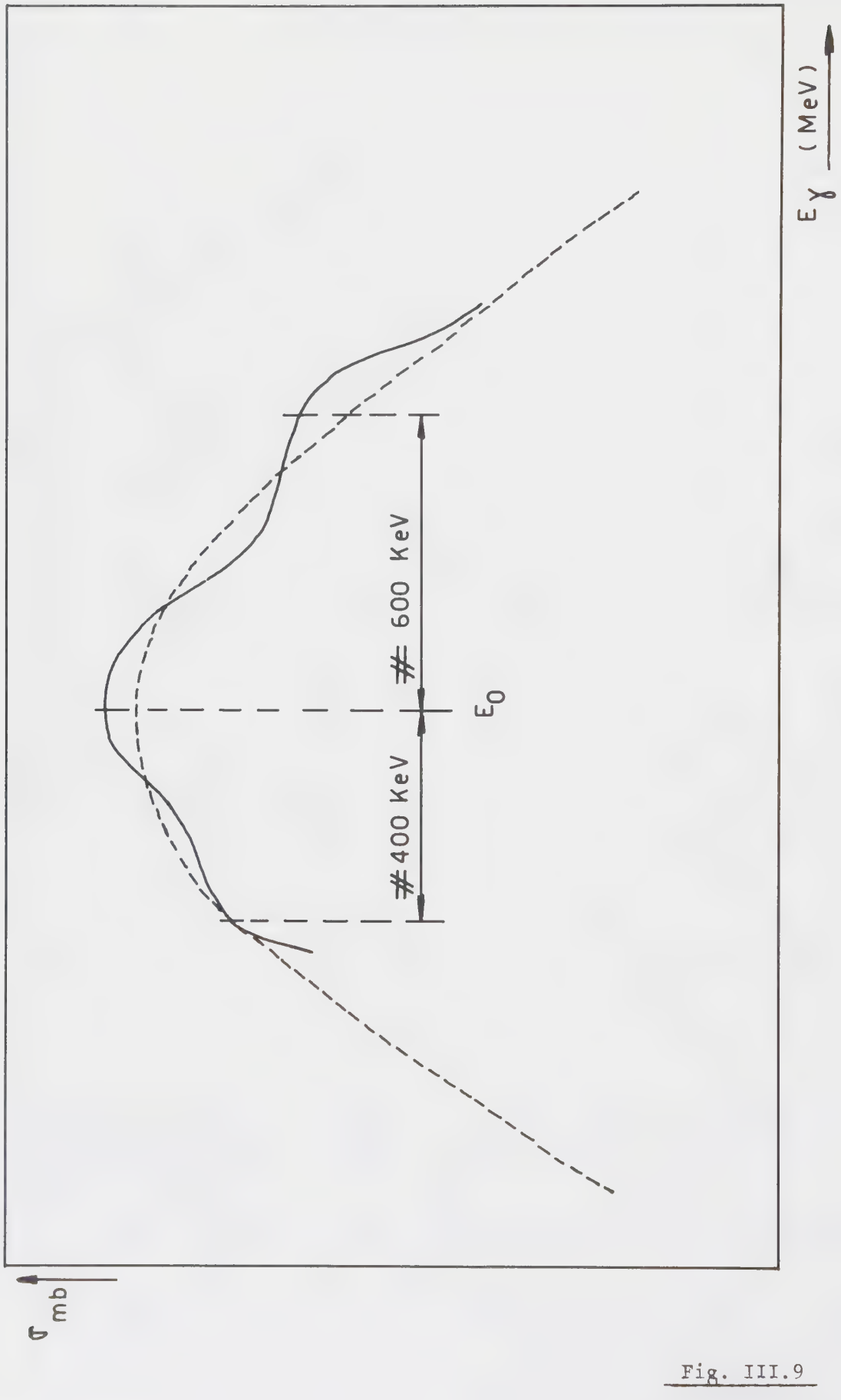
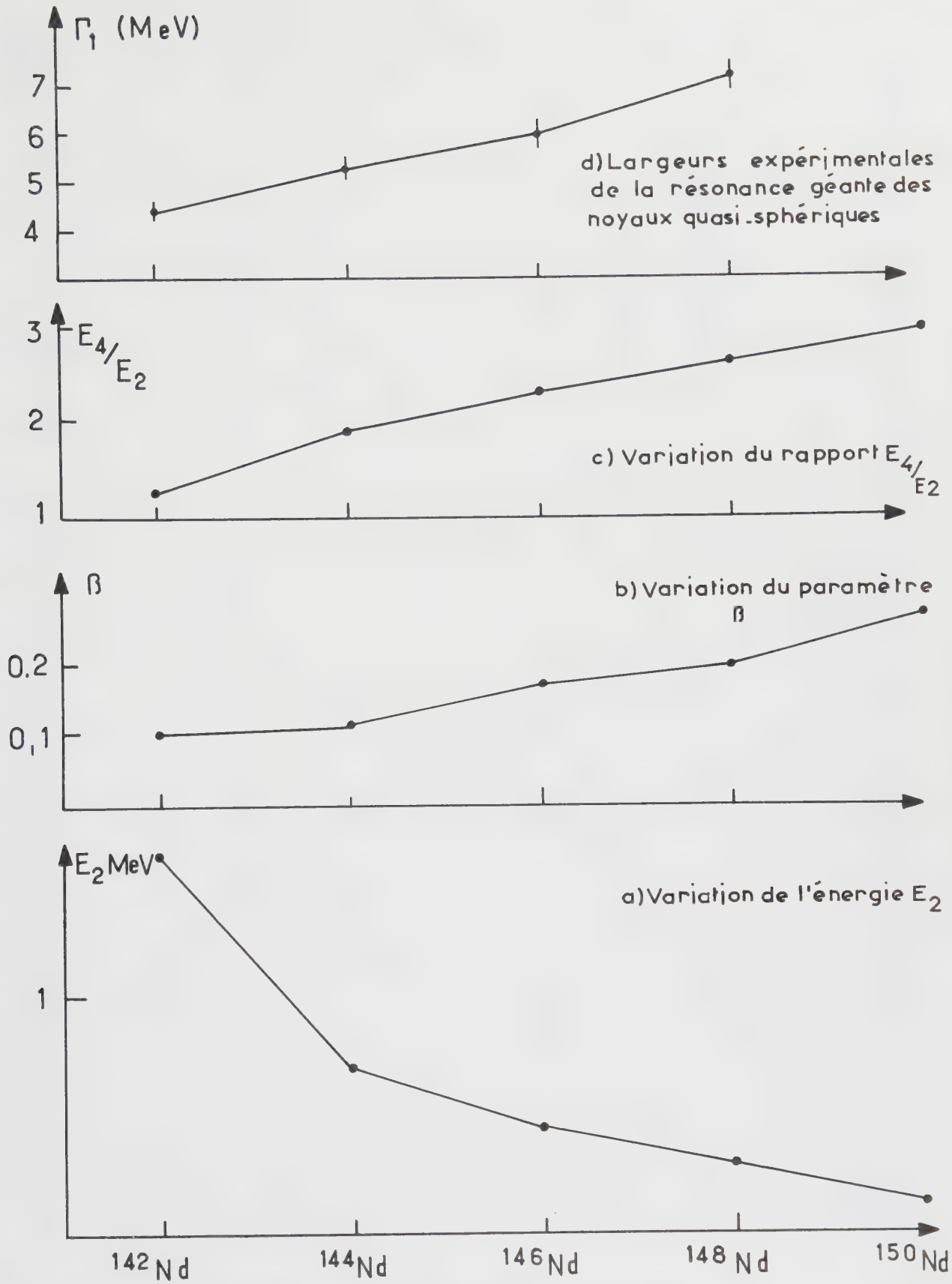


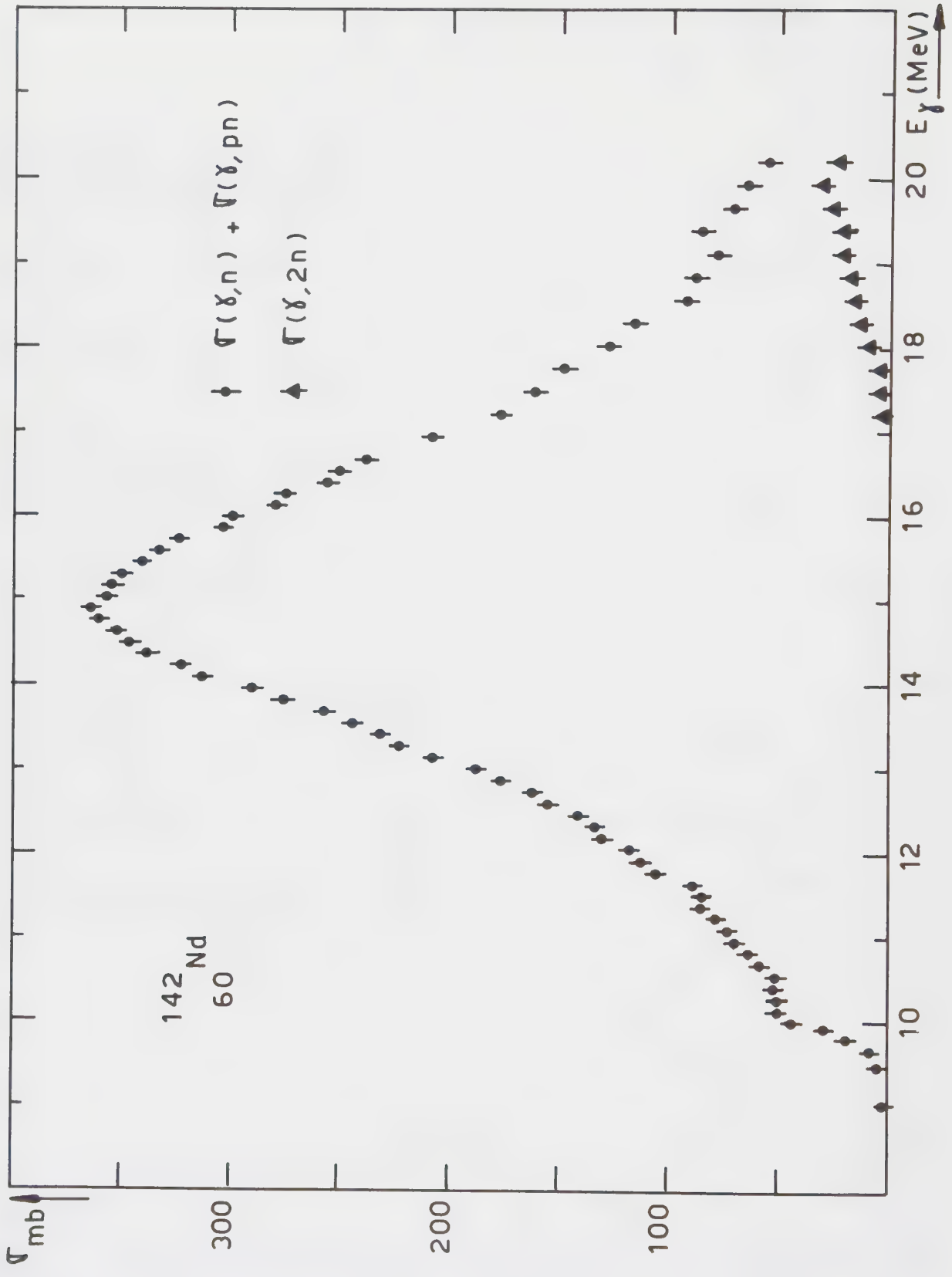
Fig. III.9

Allure générale du sommet de la résonance géante dipolaire pour les noyaux à N=82 neutrons, que nous avons étudiés. La ligne pointillée représente la courbe de Lorentz σ_L.



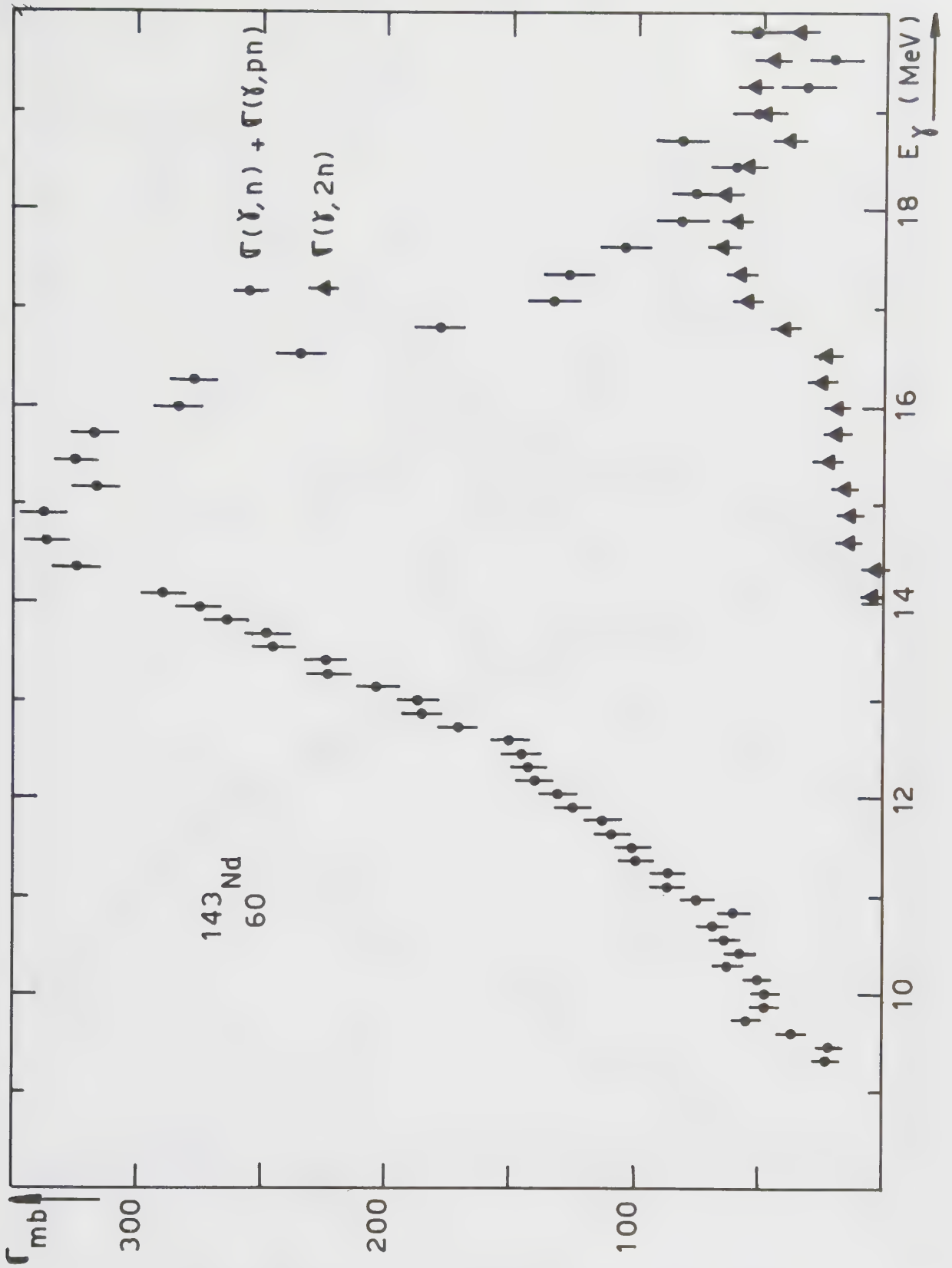
Caractéristiques expérimentales collectives des isotopes pairs du Neodyme.

Fig. III.10



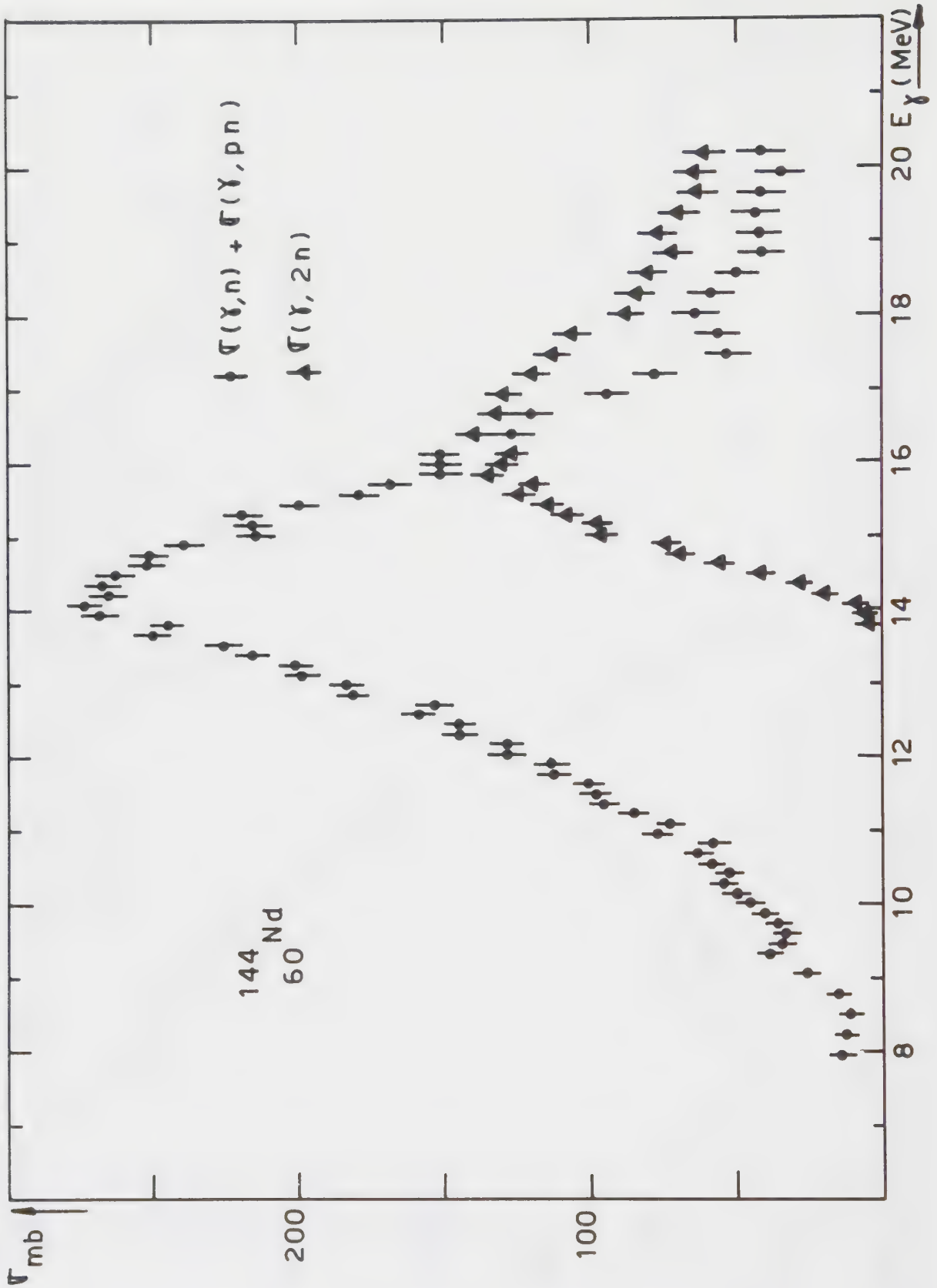
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{142}_{60}Nd$.

Fig. III.11



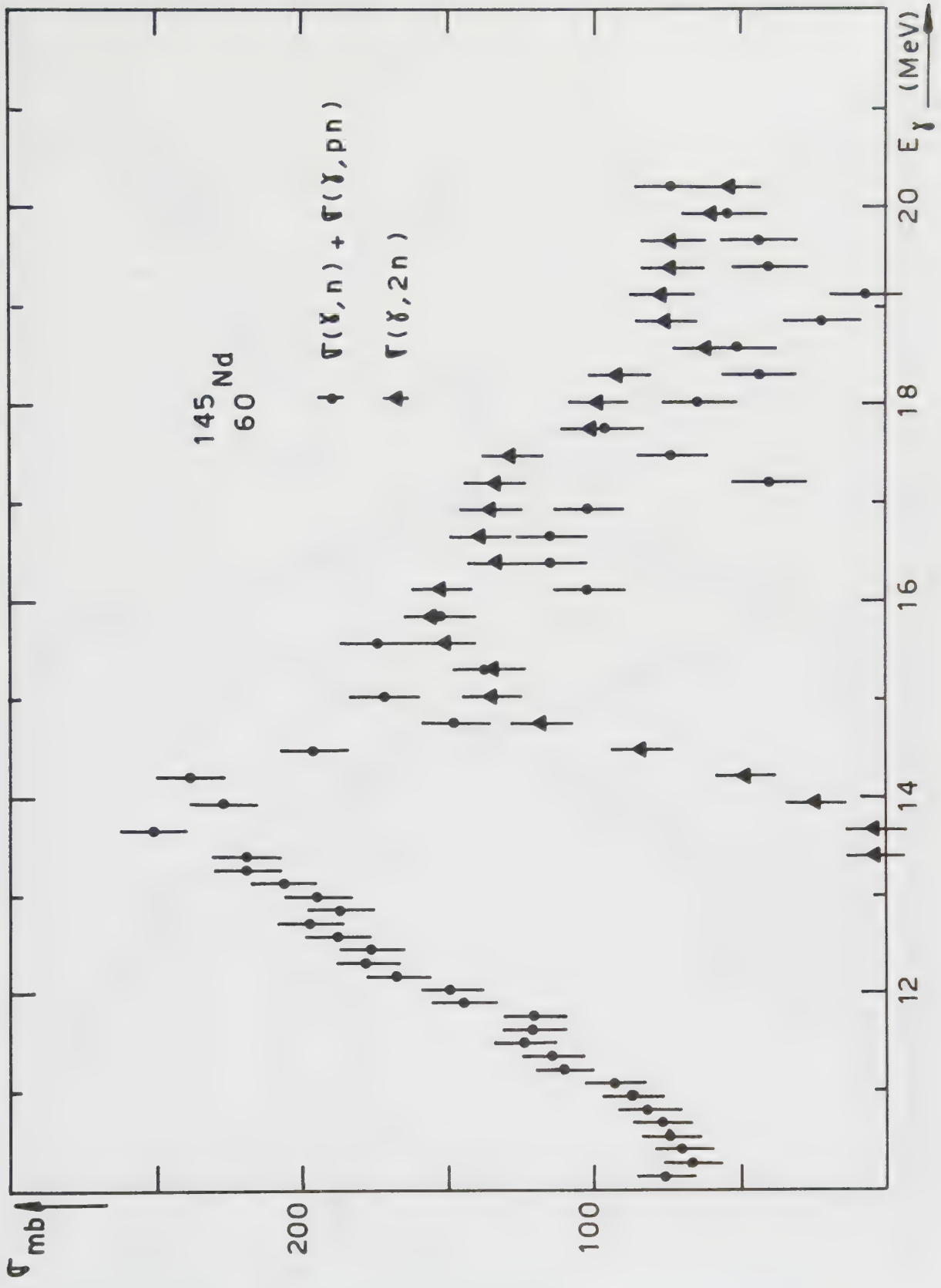
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{143}_{60}Nd$.

Fig. III.12



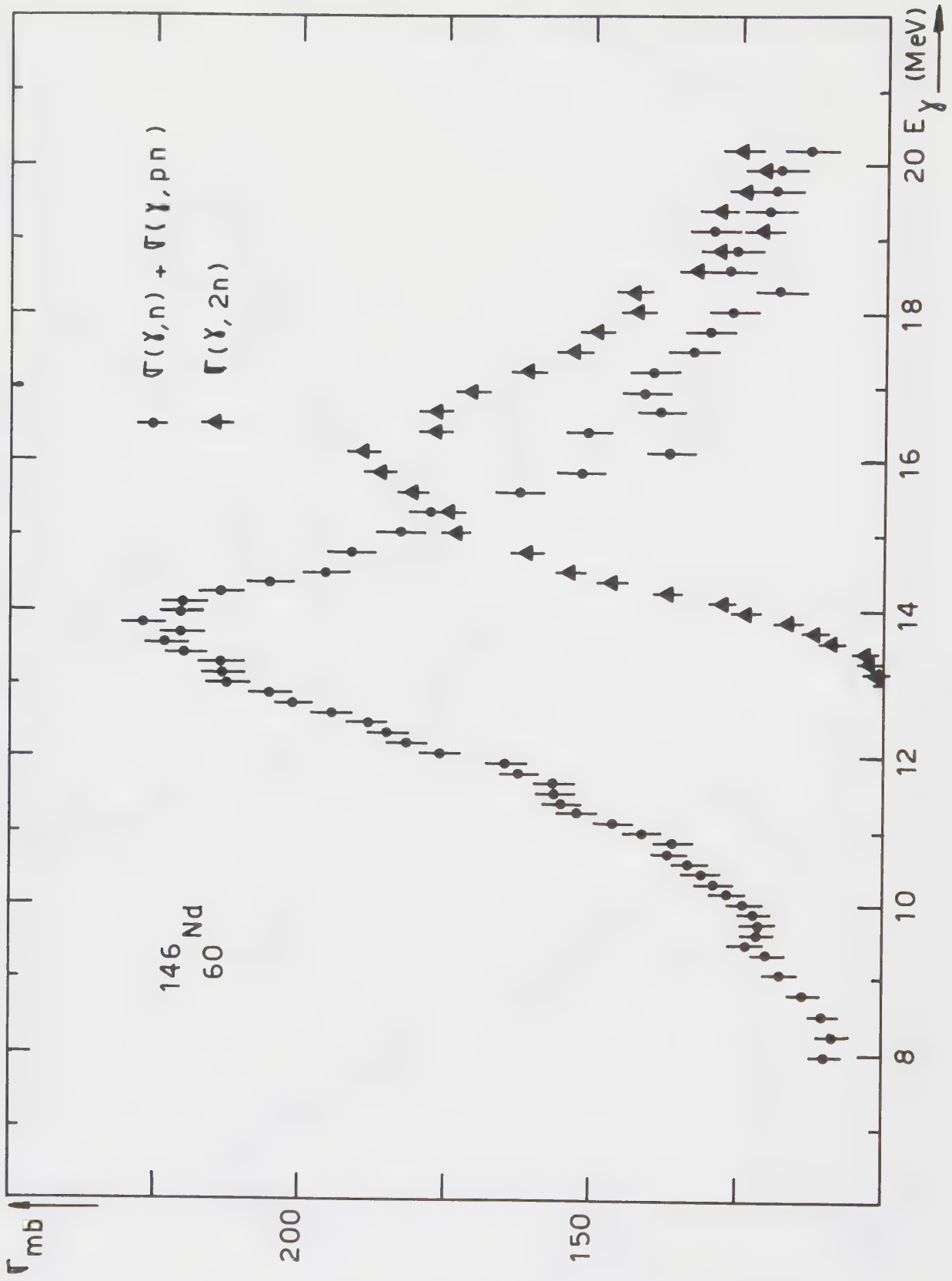
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{144}_{60}Nd$.

Fig. III.13



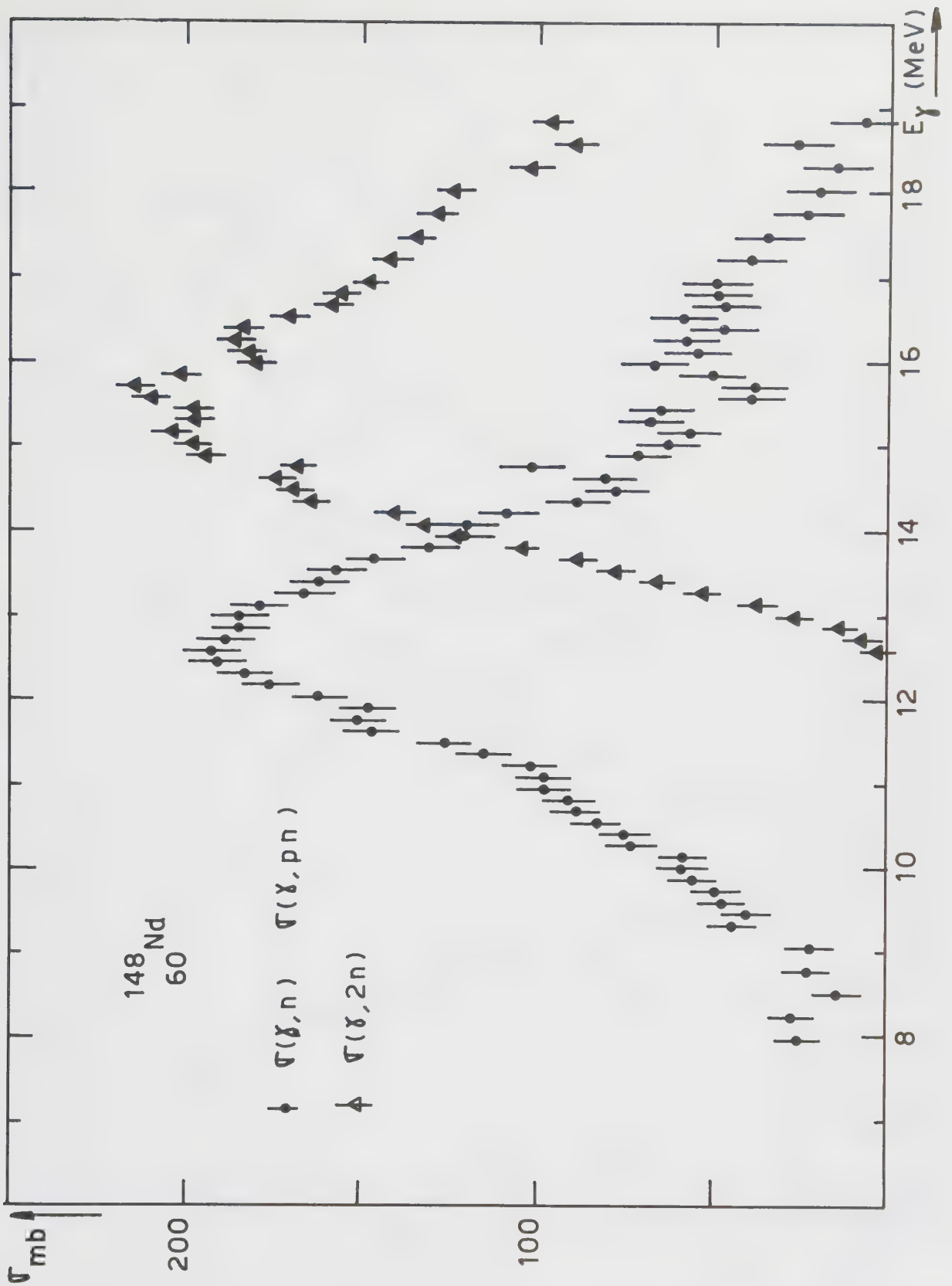
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{145}_{60}Nd$.

Fig. III.14



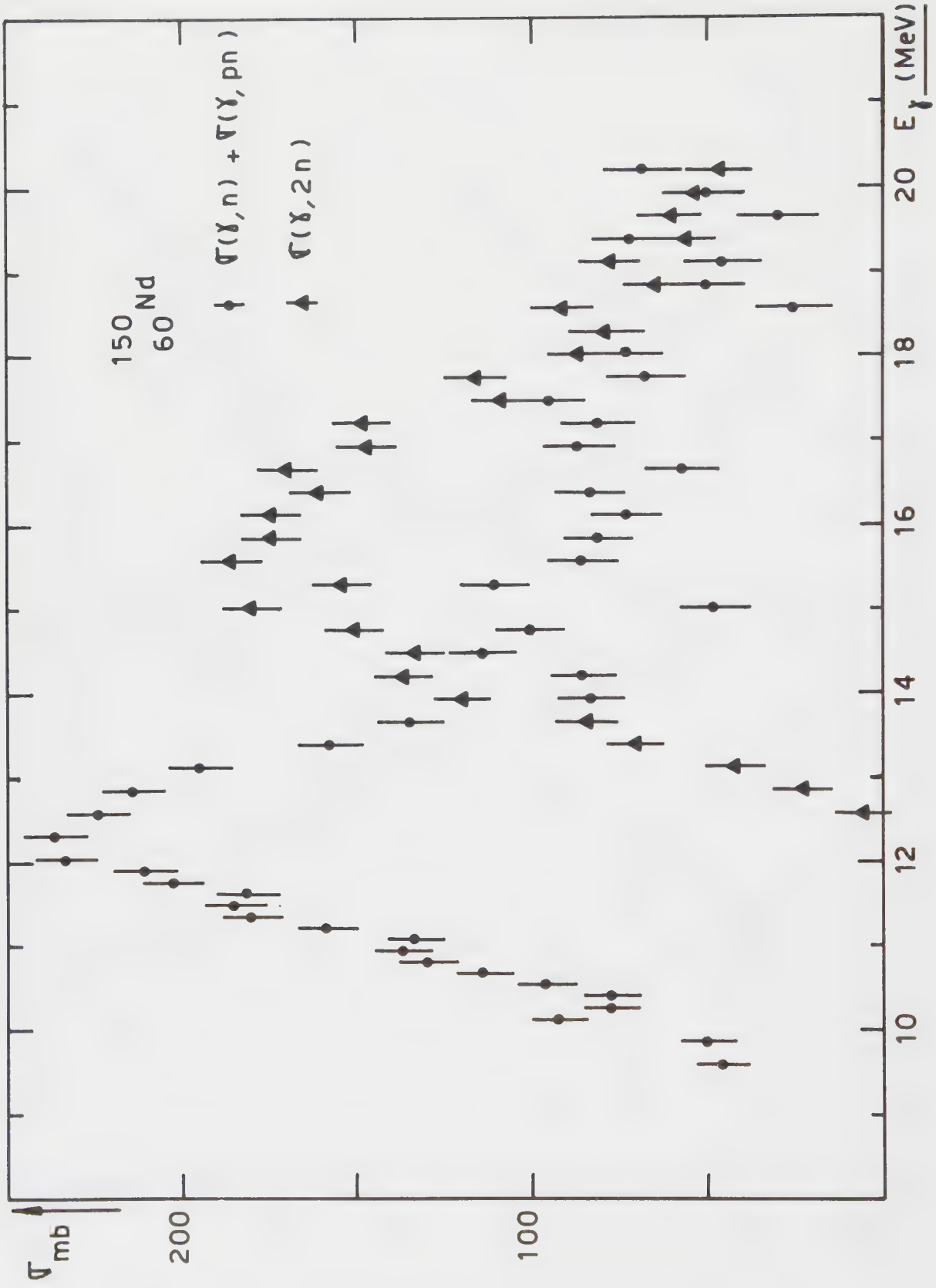
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{146}_{60}Nd$.

Fig. III.15



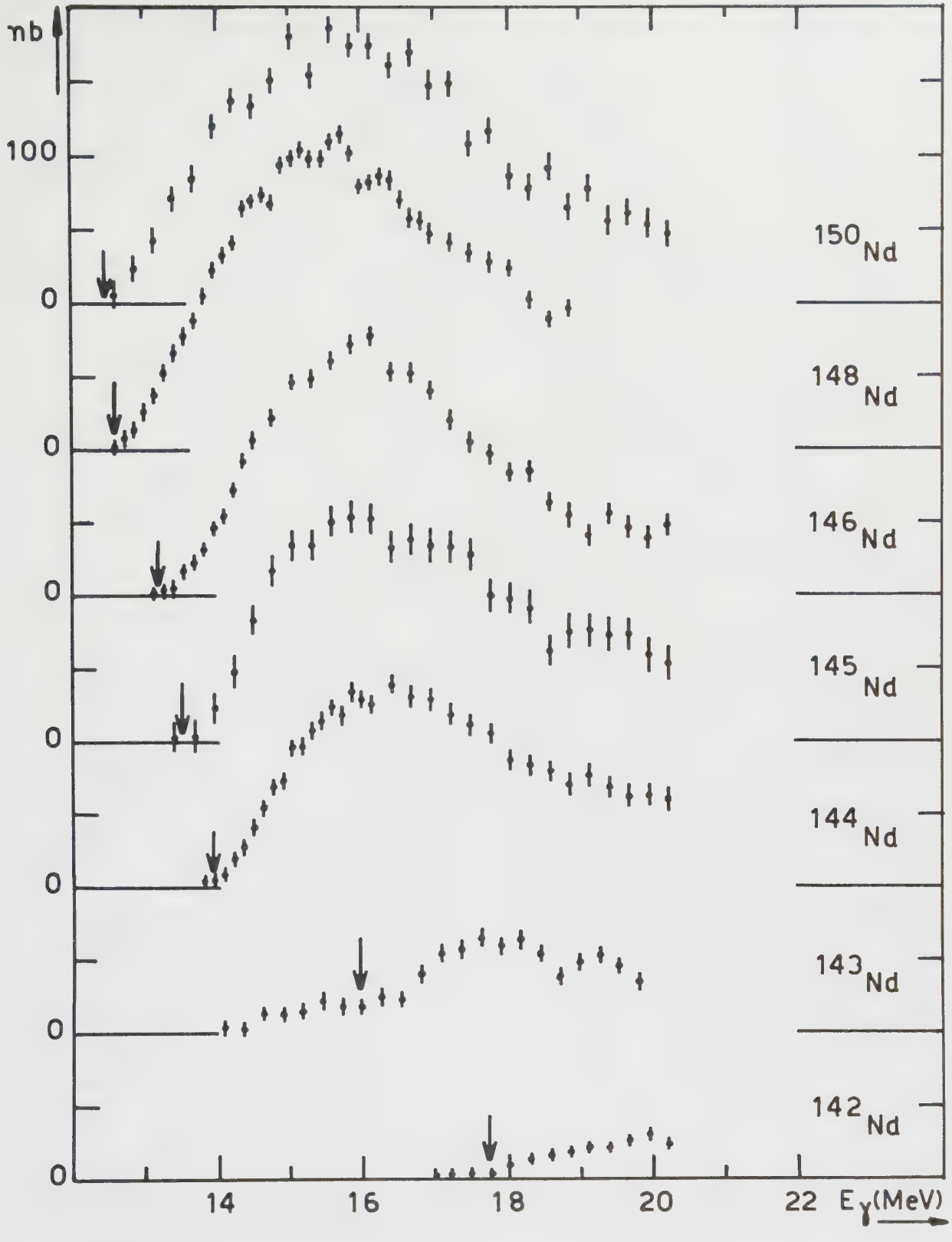
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{148}_{60}Nd$.

Fig. III.16



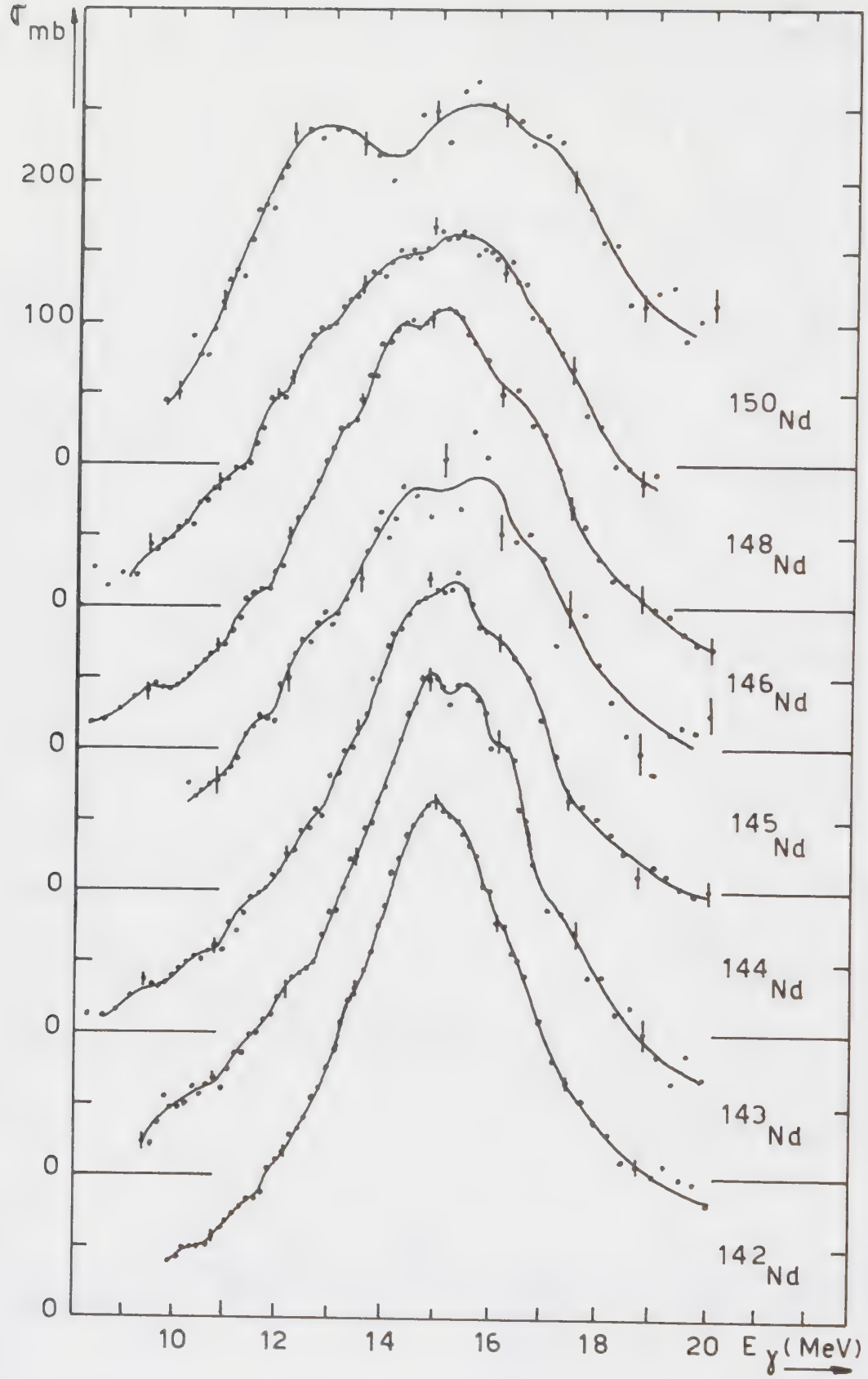
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{150}_{60}Nd$.

Fig. III.17



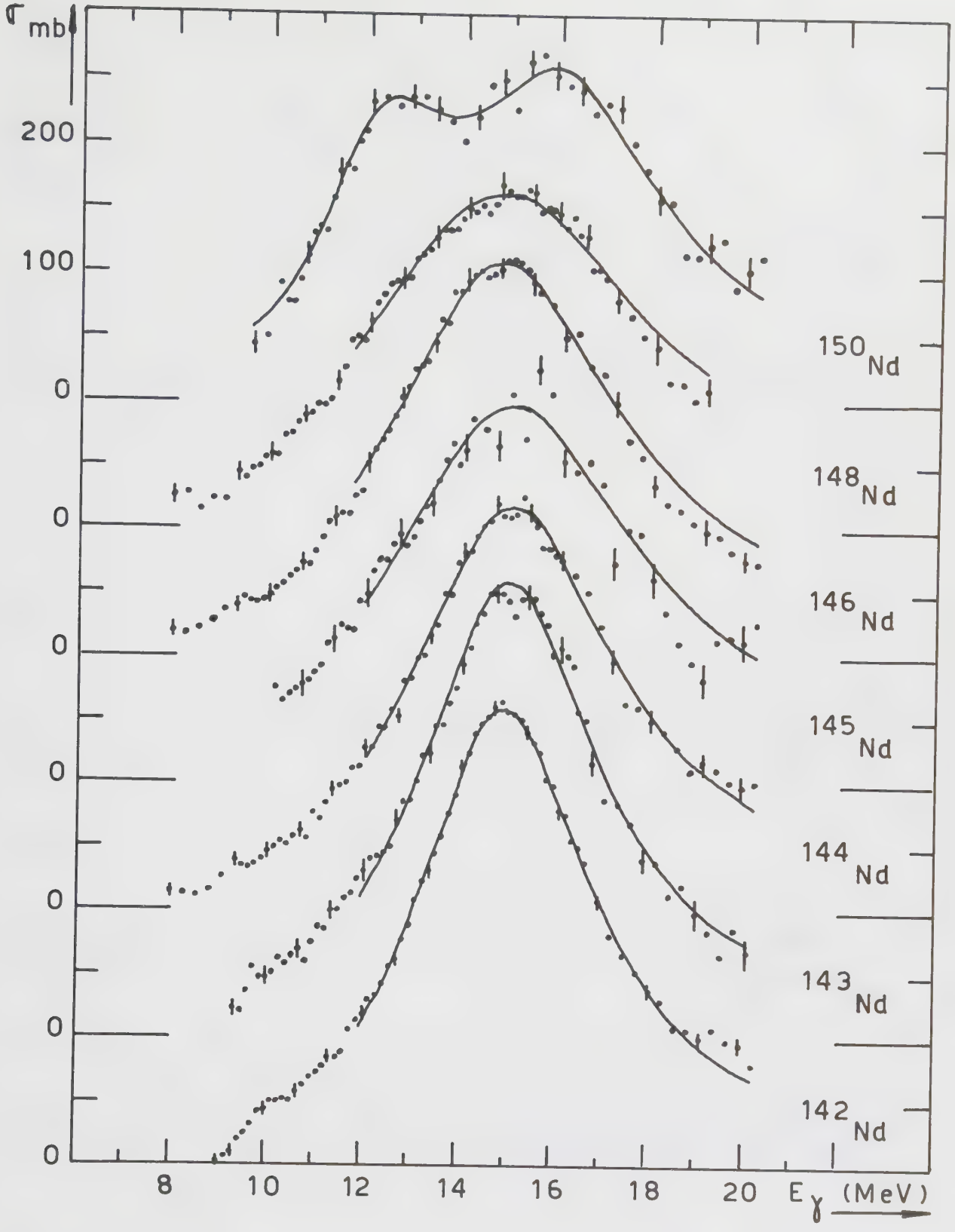
Sections efficaces photoneutroniques $\sigma_{\gamma,2n}$ des isotopes du néodyme. Les flèches indiquent les positions théoriques des seuils des réactions $(\gamma,2n)$.

Fig. III.18



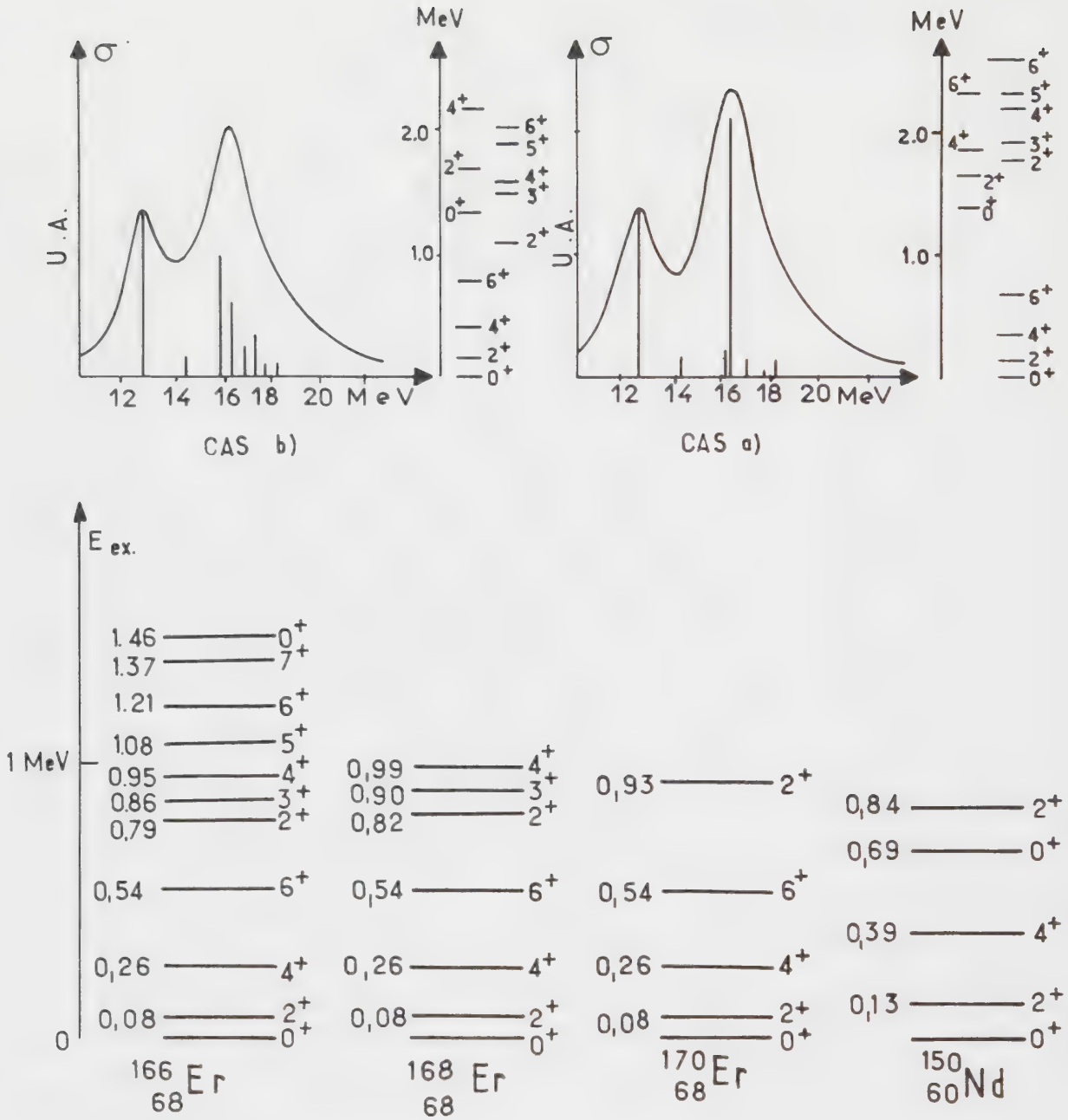
Sections efficaces photoneutroniques totales σ_N.

Fig. III.19



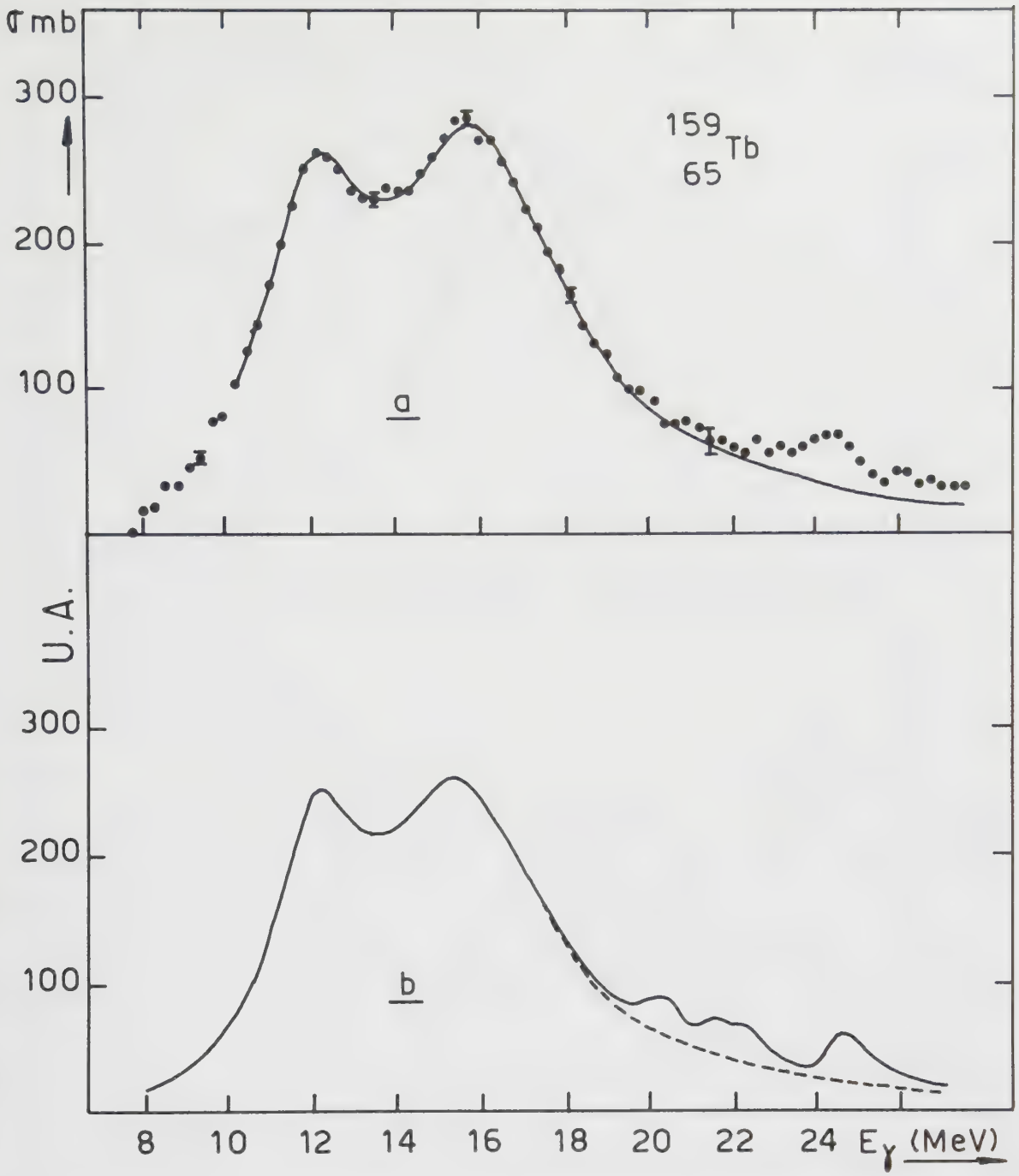
Sections efficaces calculées σ_L correspondant au meilleur ajustement de la courbe théorique aux points expérimentaux.

Fig. III.20



Résultats du calcul des états dipolaires effectué par Rezwani etal[95]. Comparaison des spectres à basse énergie de $^{166}_{68}Er$, $^{168}_{68}Er$, $^{170}_{68}Er$ et de $^{150}_{60}Nd$.

Fig. III.21

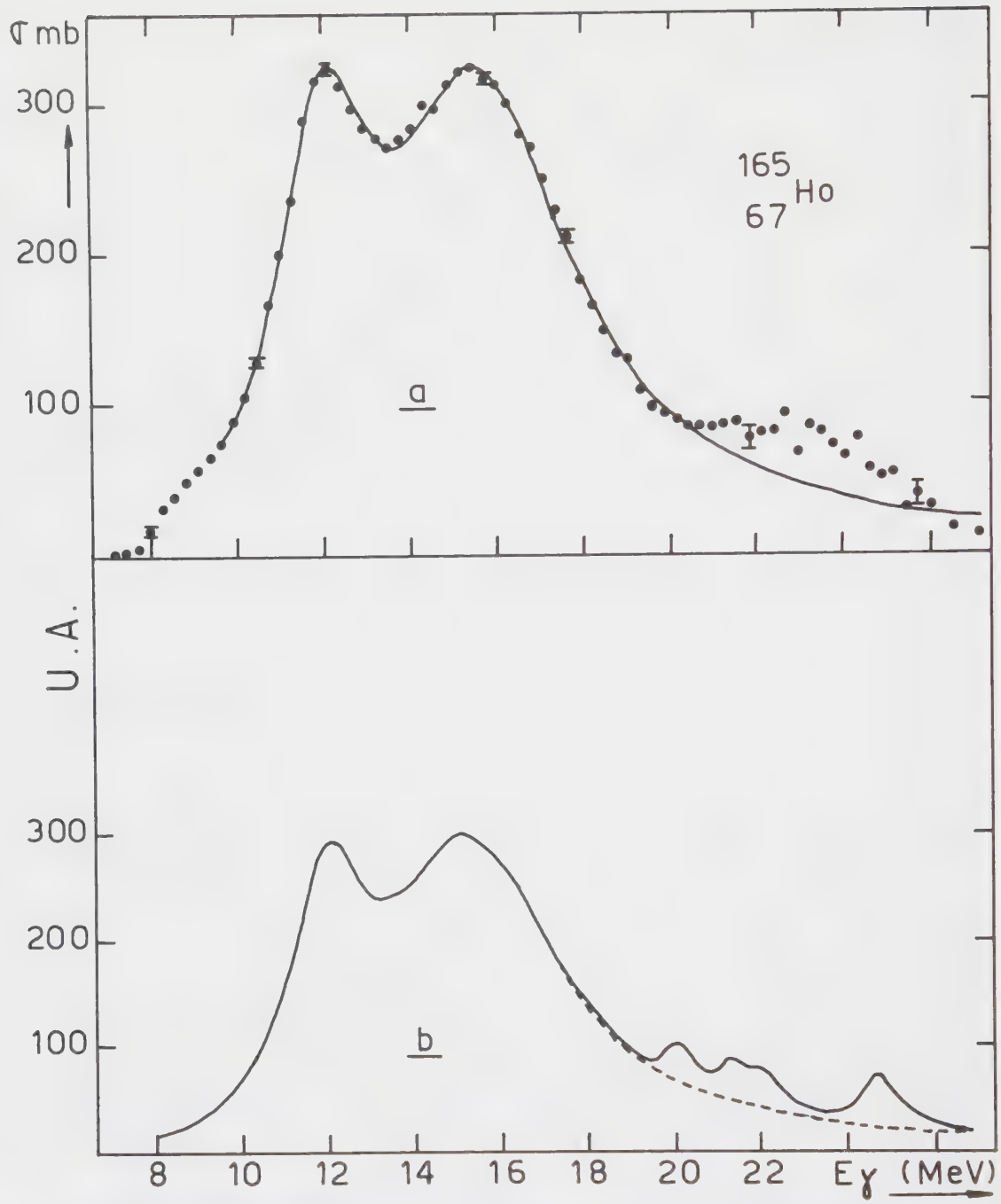


a Résultat expérimental. La ligne continue représente la courbe de Lorentz σ_L

b Section efficace calculée en incluant l'absorption quadrupolaire. La ligne pointillée représente à haute énergie la contribution dipolaire

Comparaison entre la section efficace photoneutronique totale de $^{159}_{65}Tb$ obtenue expérimentalement et celle calculée par Ligensa et al. [104] en incluant l'absorption quadrupolaire.

Fig. III.22

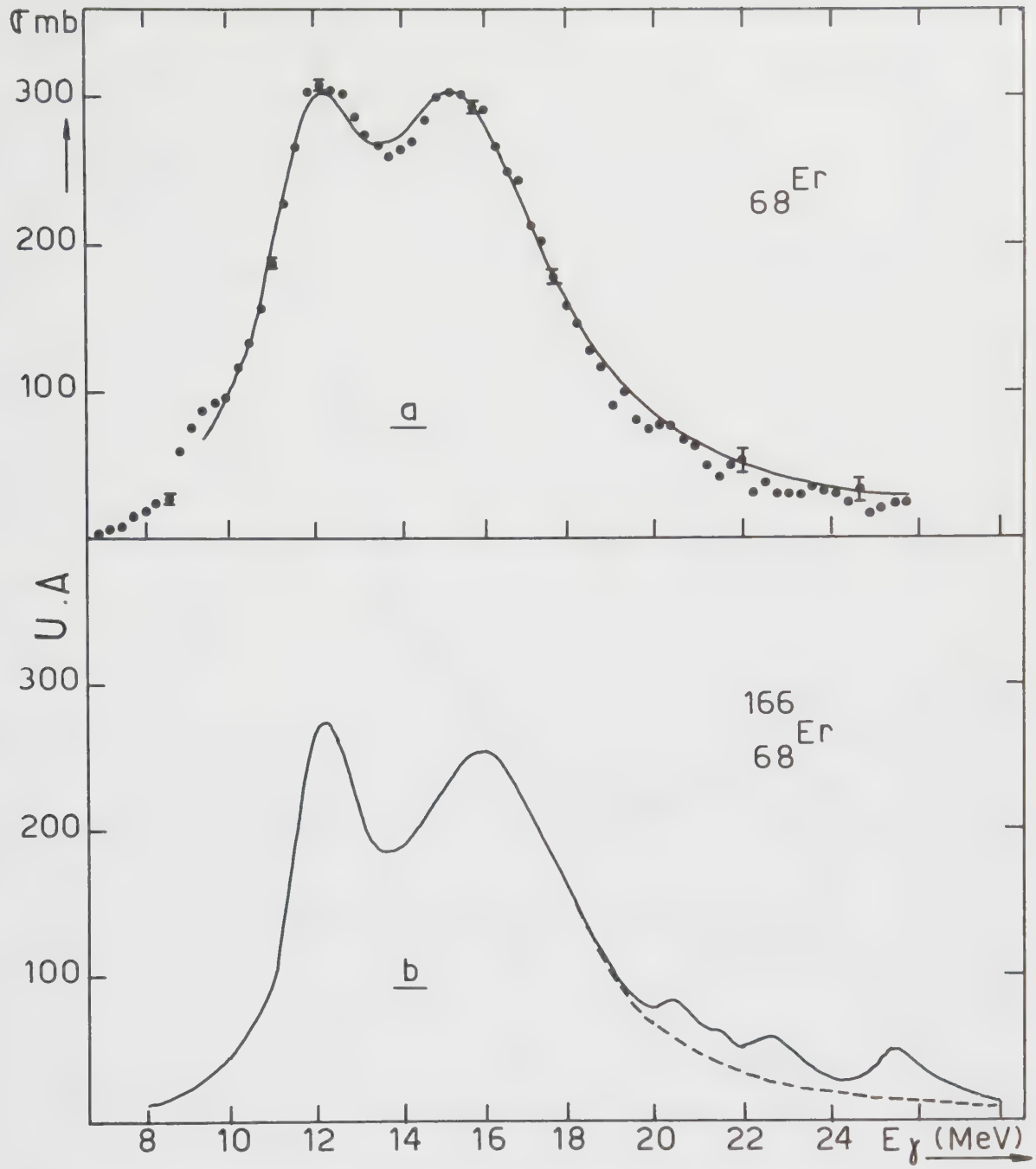


a Résultat expérimental. La ligne continue représente la courbe de Lorentz σ_L.

b Section efficace calculée en incluant l'absorption quadrupolaire. La ligne pointillée représente à haute énergie la contribution dipolaire.

Comparaison entre la section efficace photoneutronique totale de $^{165}_{67}Ho$ obtenue expérimentalement et celle calculée par Ligensa et al. [104] en incluant l'absorption quadrupolaire.

Fig. III.23

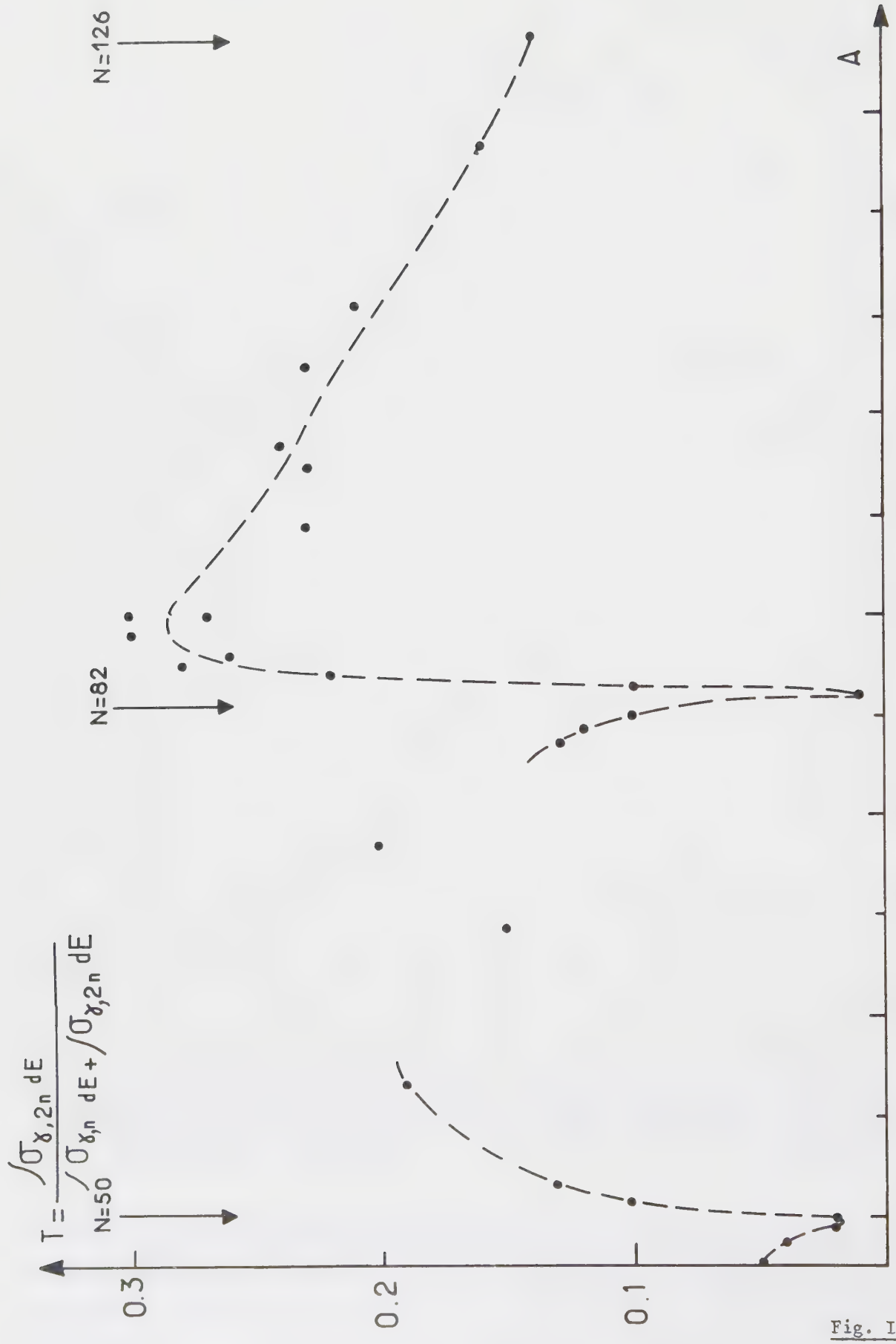


a Résultat expérimental. La ligne continue représente la courbe de Lorentz σ_L.

b Section efficace calculée en incluant l'absorption quadrupolaire. La ligne pointillée représente à haute énergie la contribution dipolaire.

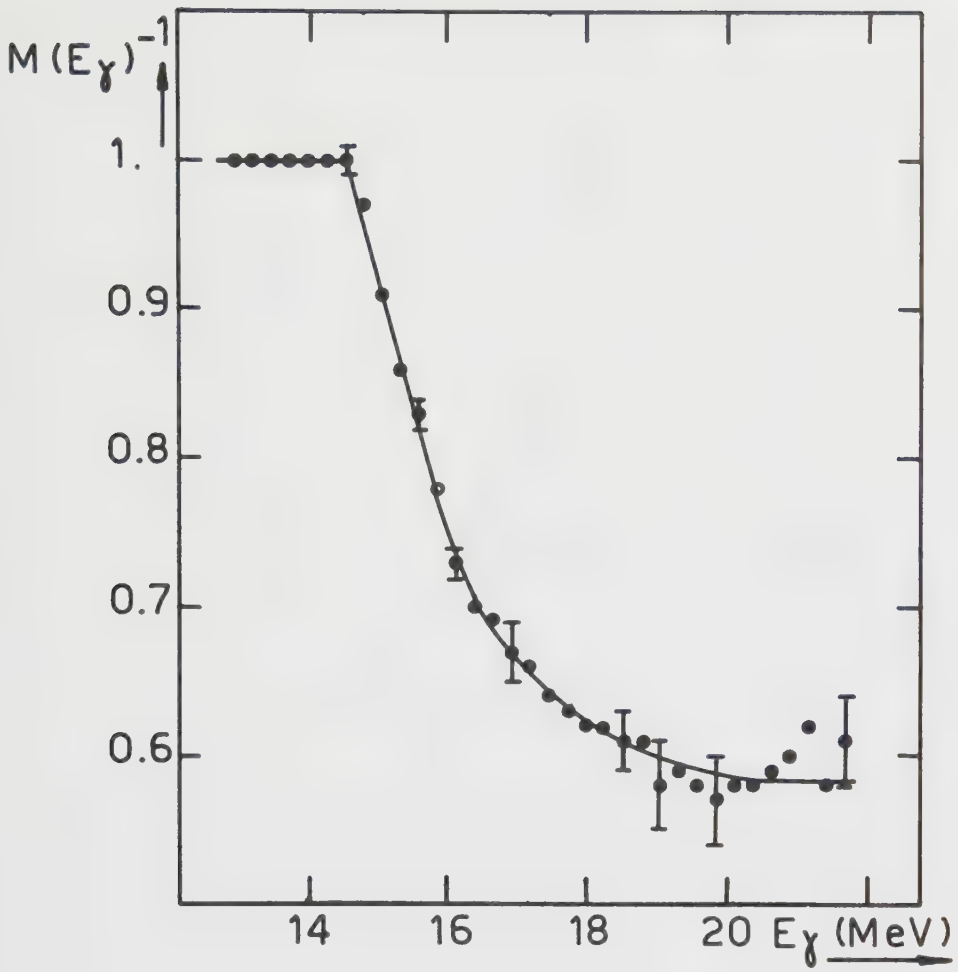
Comparaison entre la section efficace photoneutronique totale de $_{68}Er$ obtenue expérimentalement et celle calculée par Ligensa et al. [104] pour $^{166}_{68}Er$ en incluant l'absorption quadrupolaire.

Fig. III.24



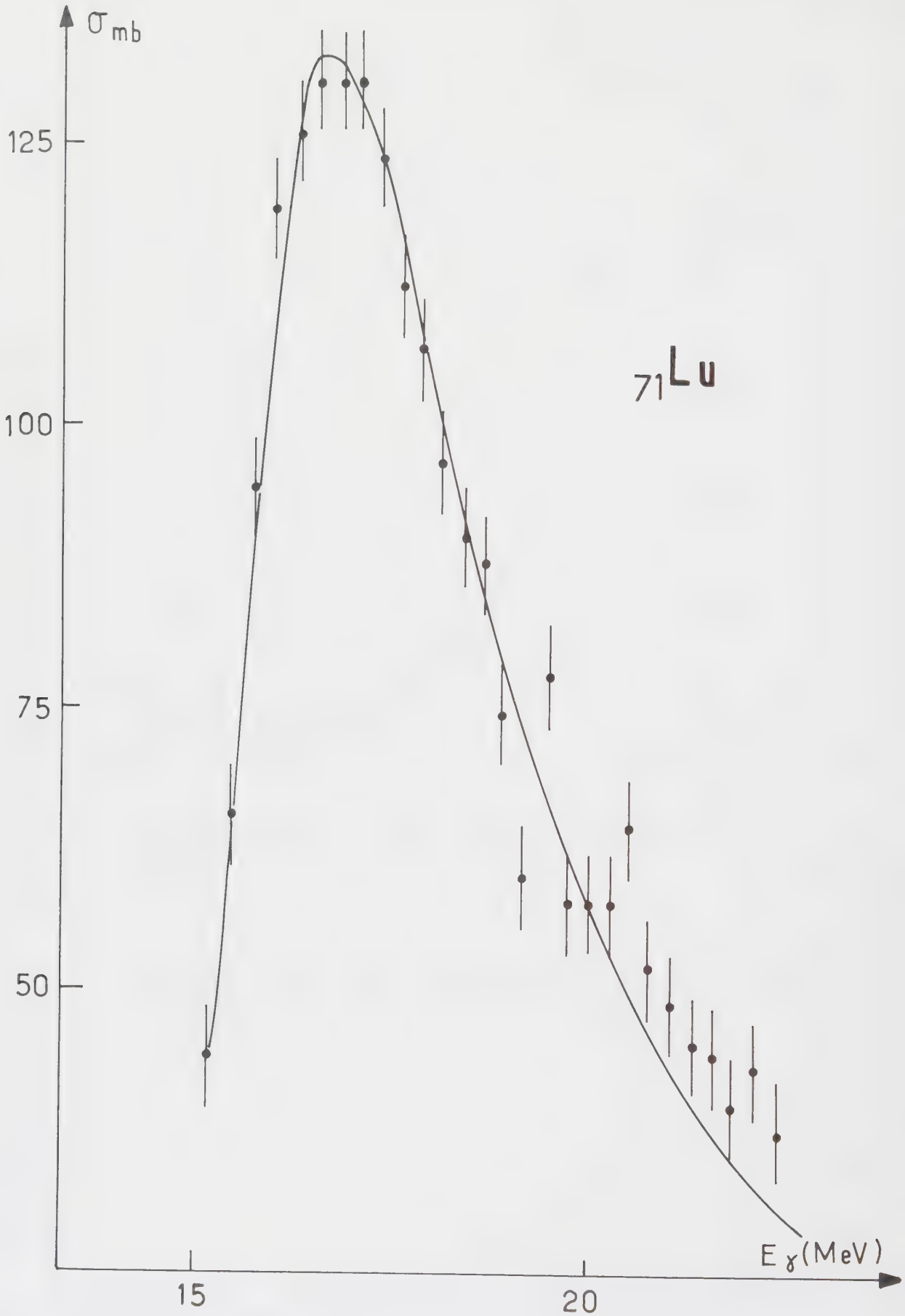
Variation en fonction du nombre de masse A du rapport T et mise en évidence des effets de couches.

Fig. III.25



Variation de l'inverse de la multiplicité neutronique $M(E_\gamma)$ en fonction de l'énergie d'excitation, pour le noyau $^{165}_{67}Ho$

Fig. III.26



Ajustement aux points expérimentaux représentant la section efficace $\sigma_{\gamma,2n}$ de $_{71}$Lu de l'expression (III.3,8) représentée par la ligne continue.

Fig. III.27

Chapitre V

LES REGLES DE SOMME

Comme nous l'avons vu au chapitre II, les règles de somme $\sigma_o = \int \sigma(E)\, dE$ et $\sigma_{-1} = \int E^{-1}\, \sigma(E)\, dE$ ne font intervenir que la fonction d'onde de l'état fondamental, toute référence aux états excités ayant été éliminée par l'utilisation de la relation de fermeture. Nous savons cependant que dans le cas de l'absorption photonucléaire, σ_o dépend explicitement du potentiel nucléaire. Il est clair aussi que σ_o, comme σ_{-1}, dépendent implicitement de ce même potentiel par la fonction d'onde correspondante représentant le niveau fondamental du noyau. Ainsi la détermination expérimentale de ces règles de somme, associée à d'autres mesures indépendantes, devrait permettre une meilleure connaissance du potentiel nucléon nucléon et de la fonction d'onde du niveau fondamental du noyau.

Nous nous proposons donc d'examiner successivement les valeurs expérimentales des sections efficaces intégrées σ_o, σ_{-1} et $\sigma_{-2} = \int E^{-2}\, \sigma(E)\, dE$, cette dernière règle de somme permettant d'avoir accès au paramètre K du terme de symétrie de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker.

Elliot et Flowers [116] utilisant des fonctions d'onde plus proches de la réalité, par la considération de tous les mélanges de configurations, ont calculé les états dipolaires $J^{\pi} = 1^{-}$ de $^{16}_{8}O$, et montré que la résonance géante de ce noyau est concentrée dans deux niveaux à 22,6 MeV et 25,2 MeV, en accord remarquable avec l'expérience, bien que les intensités relatives d'absorption ne soient pas respectées. Ce calcul fait intervenir l'interaction résiduelle entre les particules, qui a pour effet d'augmenter l'énergie de certaines combinaisons linéaires d'états à une particule, créés par l'excitation dipolaire. C'est exactement l'idée directrice développée par Brown et Bolsterli [117] dans le formalisme appelé "particule-trou".

L'état collectif dipolaire apparaît comme une superposition cohérente de plusieurs modes d'excitations élémentaires particule-trou. Et nous allons d'abord voir que cet état de vibration nucléaire correspond à une densité de particules simples variable qui oscille au cours du temps, ce qui n'est pas sans analogie avec le point de départ des modèles collectifs. Cet aspect fera l'objet du premier paragraphe (IV.1) consacré à la description microscopique dépendant du temps des vibrations nucléaires.

Les deux paragraphes suivants (IV.2 et IV.3) seront un rappel du formalisme particule-trou de la résonance géante et nous nous intéresserons en particulier aux configurations deux particules-deux trous permettant de comprendre le dédoublement isobarique des états dipolaires.

Dans le dernier paragraphe (IV.4) nous présenterons et discuterons les résultats expérimentaux concernant respectivement la résonance géante de $^{208}_{82}Pb$, des noyaux $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $^{141}_{59}Pr$ et $^{142}_{60}Nd$ à nombre de neutrons N voisin de 82 et enfin des noyaux $_{87}Rb$, $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nb$ à nombre de neutrons N voisin de 50.

IV.1 THEORIE MICROSCOPIQUE DEPENDANT DU TEMPS

On considère un noyau à couches fermées pour lequel l'existence d'un potentiel nucléaire moyen de Hartree-Fock est supposée connue. Au point de vue microscopique PAL [118] décrit la vibration nucléaire par les oscillations de la densité des nucléons, qui sont en mouvement dans un champ nucléaire moyen et qui intéragissent entre eux par l'interaction résiduelle. On sait par ailleurs que le potentiel moyen est relié de manière self-consistante à la densité nucléaire ; par conséquent toute variation de la densité produit une variation du potentiel moyen et vice versa.

Dans ce qui suit on se propose donc d'appliquer une perturbation oscillante sur le potentiel moyen V et de déterminer l'effet produit sur la densité en utilisant la théorie des perturbations dépendant du temps. La variation self-consistante du potentiel, générée par cette variation de la densité, est alors identifiée à la perturbation du potentiel moyen dont on est parti. Il est clair que lorsque cette condition est remplie, l'oscillation nucléaire induite par la perturbation sera obtenue. Cette méthode donne donc accès aux fréquences des modes normaux de vibration du noyau.

Le modèle que nous allons décrire a donc le même point de départ que celui des modèles collectifs, à savoir une densité nucléaire oscillante.

Avant d'entrer dans le détail des calculs, il est d'abord utile de rappeler les définitions de l'opérateur densité ρ et du potentiel moyen self-consistant V.

IV.1.1. Définitions. Désignons par $|\psi_o>$ l'état Hartree-Fock du noyau à l'équilibre. Un ensemble d'états de particules simples du potentiel nucléaire moyen V sont donc occupés par les nucléons. Ces états seront repérés dans la suite par la lettre "t" (ce sont des états de trou), alors que les états inoccupés au-dessus de la mer de Fermi seront indicés par la lettre "p" (ce sont des états de

particule). Au cas où l'on ne veuille pas faire cette distinction, nous utiliserons les lettres latines i, j, k ... pour indicer les états self-consistants de particules simples dans le potentiel V. Les lettres grecques α, β .... permettent de désigner l'ensemble des états de la base (état de l'oscillateur harmonique par exemple) utilisés pour exprimer les quantités fondamentales ρ, V ...

A partir de ces conventions :

i) Le potentiel à un corps V de Hartree-Fock est défini par :

$$\langle\alpha|V|\beta\rangle = \sum_t \widetilde{\langle\alpha t|v|\beta t\rangle} \qquad \text{(IV.1.1)}$$

où :

$$\widetilde{\langle\alpha t|v|\beta t\rangle} = \langle\alpha t|v|\beta t\rangle - \langle\alpha t|v|t\beta\rangle \qquad \text{(IV.1.2)}$$

et

$$\langle\alpha t|v|\beta t\rangle = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2\ \phi_\alpha^*(\vec{r}_1)\ \phi_t^*(\vec{r}_2)\ v(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\ \phi_\beta(\vec{r}_1)\ \phi_t(\vec{r}_2) \qquad \text{(IV.1.3)}$$

ii) Puisque chaque état self-consistant de particule simple est une combinaison d'états de la base :

$$|i\rangle = \sum_\alpha X_\alpha^{(i)}\ |\alpha\rangle \qquad \text{(IV.1.4)}$$

on peut écrire :

$$\begin{aligned}\langle\alpha|V|\beta\rangle &= \sum_{\gamma,\delta} \widetilde{\langle\alpha\gamma|v|\beta\delta\rangle} \sum_t X_\gamma^{(t)*}\ X_\delta^{(t)} \\ &= \sum_{\gamma,\delta} \widetilde{\langle\alpha\gamma|v|\beta\delta\rangle}\ \langle\delta|\rho|\gamma\rangle\end{aligned} \qquad \text{(IV.1.5)}$$

où on a posé :

$$\langle\delta|\rho|\gamma\rangle = \sum_t X_\gamma^{(t)*}\ X_\delta^{(t)} = \sum_t \langle\delta|t\rangle\ \langle t|\gamma\rangle \qquad \text{(IV.1.6)}$$

Ainsi, l'opérateur à un corps ρ défini par (IV.1.6) est tel que :

$$\rho = \sum_t |t\rangle\ \langle t| = \rho^2 \qquad \text{(IV.1.7)}$$

Compte tenu du fait que les états $|t\rangle$ sont orthonormés. C'est donc bien l'opéra-

teur densité, et il est relié au potentiel V par (IV.1.5). On montre aisément que :

$$\langle t|\rho|t'\rangle = \delta_{t,t'}$$
$$\langle t|\rho|p\rangle = \langle p|\rho|p'\rangle = 0 \qquad \text{(IV.1.8)}$$

Dans la "représentation r" les éléments de matrice de ρ sont donnés par :

$$\langle \vec{r}|\rho|\vec{r}'\rangle = \sum_t \phi_t(\vec{r})\ \phi_t^*(\vec{r}') \qquad \text{(IV.1.9)}$$

où ϕ_t, avec son indice approprié, est la fonction d'onde self-consistante de particule simple. L'élément diagonal noté $\rho(\vec{r})$ est égal à :

$$\rho(\vec{r}) = \langle \vec{r}|\rho|\vec{r}\rangle = \sum_t |\phi_t(\vec{r})|^2 \qquad \text{(IV.1.10)}$$

C'est la densité de probabilité de particules simples de l'état $|\psi_o\rangle$.

iii) En prenant pour $|\psi_o\rangle$ le déterminant de Släter correspondant, il est facile de calculer la valeur moyenne de l'opérateur à un corps :

$$\theta = \sum_{i=1}^{A} \delta(\vec{r}-\vec{r}_i) \qquad \text{(IV.1.11)}$$

où la sommation est effectuée sur tous les nucléons du noyau. En effet :

$$\langle\psi_o|\theta|\psi_o\rangle = \sum_t \int d\vec{r}_i\ \phi_t^*(\vec{r}_i)\ \delta(\vec{r}-\vec{r}_i)\ \phi_t(\vec{r}_i)$$

c'est-à-dire :

$$\langle\psi_o|\sum_{i=1}^{A} \delta(\vec{r}-\vec{r}_i)|\psi_o\rangle = \sum_t |\phi_t(\vec{r})|^2 = \rho(\vec{r}) \qquad \text{(IV.1.12)}$$

Cette dernière expression est très générale et permet de calculer $\rho(\vec{r})$ même si $|\psi_o\rangle$ n'est pas un déterminant. On peut voir également, en prenant pour $|\psi_o\rangle$ un déterminant de Släter que :

$$\rho(\vec{r}) = A \int d\vec{r}_2 \ldots \int d\vec{r}_A\ \psi_o(\vec{r},\vec{r}_2\ldots\vec{r}_A)\ \psi_o^*(\vec{r},\vec{r}_2\ \ldots\ \vec{r}_A)$$
$$= A \int d\vec{r}_2 \ldots \int d\vec{r}_A\ \langle \vec{r},\ \vec{r}_2\ \ldots\ r_A|\psi_o\rangle\langle\psi_o|\vec{r},\vec{r}_2\ldots\vec{r}_A\rangle$$
$$= A\ \langle\vec{r}|\ \{\text{Trace}_{2\ \ldots A}\ |\psi_o\rangle\ \langle\psi_o|\}\ |\vec{r}\rangle$$

Donc :

$$\rho = A \, \mathrm{Trace}_{2\ldots A} \, |\psi_o\rangle \langle\psi_o| \qquad \text{(IV.1.13)}$$

et :

$$\langle\vec{r}|\rho|\vec{r}'\rangle = \langle\vec{r}| \{A \, \mathrm{Trace}_{2\ldots A}|\psi_o\rangle \langle\psi_o| \} |\vec{r}'\rangle$$
$$= A \int d\vec{r}_2 \ldots \int d\vec{r}_A \langle\vec{r}, r_2 \ldots r_A|\psi_o\rangle\langle\psi_o|\vec{r}', \vec{r}_2 \ldots \vec{r}_A\rangle \qquad \text{(IV.1.14)}$$

iv) Si nous revenons aux expressions (IV.1.1) et (IV.1.2) définissant le potentiel de Hartree-Fock, nous pouvons écrire :

$$\sum_t \langle\alpha t|\tilde{v}|\beta t\rangle = \int d\vec{r}_1 \, \phi^*_\alpha(\vec{r}_1) \, V_D(\vec{r}_1) \, \phi_\beta(\vec{r}_1) - \int d\vec{r}_1 \, d\vec{r}_2 \, \phi^*_\alpha(\vec{r}_1) \, V_E(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \, \phi_\beta(\vec{r}_2) \qquad \text{(IV.1.15)}$$

où le potentiel à un corps V_D, associé au terme direct, est local et est donné par :

$$V_D(\vec{r}_1) = \sum_t \int \phi^*_t(\vec{r}_2) \, v(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \, \phi_t(\vec{r}_2) \, d\vec{r}_2 = \int d\vec{r}_2 \, v(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \, \rho(\vec{r}_2) \qquad \text{(IV.1.16)}$$

alors que le potentiel V_E, associé au terme d'échange, est non local et est donné par :

$$V_E(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_t \phi^*_t(\vec{r}_2) \, v(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \, \phi_t(\vec{r}_1) = v(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \, \langle\vec{r}_1|\rho|\vec{r}_2\rangle \qquad \text{(IV.1.17)}$$

Ainsi la partie locale de l'opérateur densité est associée à la partie locale du potentiel de Hartree-Fock, et la partie non locale de la densité est associée au potentiel non local de Hartree-Fock.

IV.1.2. Oscillation self-consistante du potentiel de Hartree-Fock. Nous allons maintenant considérer un noyau qui n'est plus dans sa position d'équilibre, ce qui est le cas en présence de vibrations. La densité ρ dépend alors du temps et nous la notons $\hat{\rho}$. Si on admet que les vibrations sont de faibles amplitudes, on peut développer $\hat{\rho}$ au voisinage des conditions d'équilibre et écrire :

$$\hat{\rho} = \rho + \hat{\rho}^{(1)} + \hat{\rho}^{(2)} \ . \ . \ . \ . \qquad \text{(IV.1.18)}$$

avec $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$; $\hat{\rho}^{(1)}$ et $\hat{\rho}^{(2)}$ sont respectivement des quantités faibles au premier ordre et au second ordre par rapport à ρ.

Si $\hat{h}$ désigne la perturbation du potentiel Hartree-Fock, la perturbation totale du noyau s'obtient en sommant sur tous les nucléons :

$$\hat{H}_1 = \sum_{i=1}^{A} \hat{h}_i \qquad \text{(IV.1.19)}$$

Puisque $\hat{h}$ doit être hermitique nous prenons une dépendance par rapport au temps telle que :

$$\begin{aligned} \hat{h} &= h\, e^{-i\omega t} + h^*\, e^{i\omega t} \\ \hat{H}_1 &= H_1\, e^{-i\omega t} + H_1^*\, e^{i\omega t} \end{aligned} \qquad \text{(IV.1.20)}$$

avec $H_1 = \sum_{i=1}^{A} h_i$.

Avant l'application de la perturbation, la fonction d'onde du noyau, dans son état fondamental est donnée par :

$$\psi_o\, e^{-\frac{i}{\hbar} W_o t}$$

où W_o est l'énergie de l'état stationnaire. Soit H_o l'hamiltonien nucléaire non perturbé, on a bien évidemment :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\left[\psi_o\, e^{-\frac{i}{\hbar} W_o t}\right] = H_o\, \psi_o\, e^{-\frac{i}{\hbar} W_o t} = W_o\, \psi_o\, e^{-\frac{i}{\hbar} W_o t} \qquad \text{(IV.1.21)}$$

Désignons alors par ψ_n les fonctions d'onde des autres états, d'énergie W_n, du spectre des solutions de H_o (n = 1,2 ... etc), la fonction d'onde perturbée $\psi(t)$ peut être développée sur la base des fonctions d'onde ψ_o et ψ_n :

$$\psi(t) = a_o(t)\, \psi_o\, e^{-\frac{i}{\hbar} W_o t} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t)\, \psi_n\, e^{-\frac{i}{\hbar} W_n t} \qquad \text{(IV.1.22)}$$

A l'instant t = 0, nous avons les conditions initiales suivantes :

$$a_o\ (t=0) = 1$$
$$a_n\ (t=0) = 0 \quad \text{pour tout } n \tag{IV.1.23}$$

Au premier ordre des perturbations on peut écrire :

$$\psi(t) = \psi_o\ e^{-\frac{i}{\hbar} W_o t} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n^{(1)}(t)\ \psi_n\ e^{-\frac{i}{\hbar} W_n t}$$

avec :

$$\dot{a}_n^{(1)}(t) = \frac{-i}{\hbar} \langle \psi_n | \hat{H}_1(t) | \psi_o \rangle\ e^{\frac{i}{\hbar} W_{no} t} \tag{IV.1.24}$$

$$W_{no} = W_n - W_o$$

Compte tenu des conditions aux limites et de la forme (IV.1.20) pour $\hat{H}_1$, on obtient aisément :

$$a_n^{(1)}(t) = -\left\{ \langle \psi_n | H_1 | \psi_o \rangle \frac{e^{\frac{i}{\hbar}(W_{no}-\hbar\omega)t}}{W_{no}-\hbar\omega} + \langle \psi_n | H_1^* | \psi_o \rangle \frac{e^{\frac{i}{\hbar}(W_{no}+\hbar\omega)t}}{W_{no}+\hbar\omega} \right\} \tag{IV.1.25}$$

Calculons alors la densité $\hat{\rho}$ pour l'état $|\psi(t)\rangle$ en utilisant l'expression générale (IV.1.14)

$$\langle \vec{r} | \hat{\rho} | \vec{r}' \rangle = A \int d\vec{r}_2 \ldots \int d\vec{r}_A\ \langle \vec{r}, \vec{r}_2 \ldots \vec{r}_A | \psi(t) \rangle \langle \psi(t) | \vec{r}', \vec{r}_2 \ldots \vec{r}_A \rangle \tag{IV.1.26}$$

Il est clair que le terme d'ordre zéro correspond à la densité à l'équilibre ρ de l'état non perturbé $|\psi_o\rangle$. Le terme du premier ordre $\hat{\rho}^{(1)}$ est donné par les produits croisés $|\psi_o\rangle\langle\psi_n|$ et $|\psi_n\rangle\langle\psi_o|$ soit :

$$\langle \vec{r} | \hat{\rho}^{(1)} | \vec{r}' \rangle = A \int d\vec{r}_2 \ldots d\vec{r}_A \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ e^{\frac{i}{\hbar} W_{no} t}\ a_n^{(1)*}(t)\ \langle \vec{r}, \vec{r}_2 \ldots \vec{r}_A | \psi_o \rangle \langle \psi_n | \vec{r}', \vec{r}_2 \ldots \vec{r}_A \rangle \right.$$
$$\left. + e^{-\frac{i}{\hbar} W_{no} t}\ a_n^{(1)}(t)\ \langle \vec{r}, \vec{r}_2 \ldots \vec{r}_A | \psi_n \rangle \langle \psi_o | \vec{r}', \vec{r}_2 \ldots \vec{r}_A \rangle \right\} \tag{IV.1.27}$$

Il faut maintenant calculer la variation du potentiel moyen engendrée par $\hat{\rho}^{(1)}$, puis l'égaler à l'expression :

$$\hat{h} = h\ e^{-i\omega t} + h^*\ e^{i\omega t} \tag{IV.1.28}$$

afin d'effectuer un calcul self-consistant.

Pour simplifier les calculs nous ne considérerons d'abord que la partie locale de la densité, associée à la partie locale du potentiel Hartree-Fock.

IV.1.2.a) Un modèle local des vibrations nucléaires : En passant dans la "représentation r", nous avons (IV.1.12) :

$$\langle\vec{r}|\hat{\rho}|\vec{r}\rangle = \hat{\rho}(\vec{r}) = \langle\psi(t)|\sum_{i=1}^{A}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)|\psi(t)\rangle$$

d'où :

$$\hat{\rho}^{(1)}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^{\infty}\left\{a_n^{(1)*}(t)\, e^{\frac{i}{\hbar}W_{no}t}\langle\psi_n|\sum_{i=1}^{A}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)|\psi_o\rangle + a_n^{(1)}(t)\, e^{-\frac{i}{\hbar}W_{no}t}\langle\psi_o|\sum_{i=1}^{A}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)|\psi_n\rangle\right\}$$

Puisque par définition $\psi_n (n = 1,2 \ldots\infty)$ est différent de ψ_o, et que l'opérateur $\sum_{i=1}^{A}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)$ est un opérateur à un corps, ψ_n *ne peut différer de* ψ_o *que par l'état d'un seul nucléon. Donc l'état* $|\psi_n\rangle$ *est, par rapport à l'état* $|\psi_o\rangle$, *un état une particule-un trou.*

Posons alors $|\psi_n\rangle = |\psi_{pt}\rangle$, on a :

$$\langle\psi_{pt}|\sum_{i=1}^{A}\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)|\psi_o\rangle = \int d\vec{r}_i\ \phi_p^*(\vec{r}_i)\ \delta(\vec{r}-\vec{r}_i)\phi_t(\vec{r}_i) = \phi_p^*(\vec{r})\phi_t(\vec{r})$$

Donc :

$$\hat{\rho}^{(1)}(\vec{r}) = \sum_{p,t}\left\{a_{pt}^{(1)*}\, e^{\frac{i}{\hbar}W_{pt,o}t}\ \phi_t(\vec{r})\ \phi_p^*(\vec{r})\delta + \text{complexe conjugué}\right\} \qquad \text{(IV.1.29)}$$

L'accroissement du potentiel à un corps V est alors donné par :

$$\Delta V(\vec{r}) = \int d\vec{r}'\ v(\vec{r}-\vec{r}')\hat{\rho}^{(1)}(\vec{r}') \qquad \text{(IV.1.30)}$$

et nous devons l'égaler à l'expression (IV.1.28) donnant la perturbation initiale

du potentiel moyen. Cependant cette perturbation initiale a une forme très générale que nous allons préciser en prenant un modèle simple.

Supposons qu'au cours de ses vibrations, le noyau se déforme de manière que sa coordonnée de surface R soit donnée par :

$$R = R_o\left[1+\beta(t)\, f(\theta,\phi)\right]$$

Au cours du temps la surface nucléaire est donc assimilée à un sphéroïde et on admet qu'il en est de même pour toute surface initialement sphérique interne au noyau, c'est-à-dire que l'on a pour tout point $r(\theta,\phi)$:

$$r = r_o\left[1+\beta(t)\ \ f(\theta,\phi)\right]$$

Nous supposons que les surfaces équipotentielles suivent cette déformation de telle manière que le potentiel $\overline{V}$ au point r après déformation soit donné par :

$$\overline{V}(r) = V(r_o)$$

comme :

$$r_o \simeq r - r\ \beta(t)\ \ f(\theta,\phi)$$

$$\overline{V}(r) = V(r) - r\,\frac{dV}{dr}\,\beta(t)\ \ f(\theta,\phi)$$

Par conséquent la perturbation $\hat{h}$ est égale à :

$$\hat{h} = -\ r\,\frac{dV}{dr}\ f(\theta,\phi)\ \beta(t).$$

Posons alors :

$$r\,\frac{dV}{dr}\,f(\theta,\phi) = g(\vec{r})$$

et :

$$\beta(t) = \beta\ e^{-i\omega t} + \beta^*\ e^{i\omega t}$$

l'hamiltonien perturbateur s'écrit :

$$\hat{h} = - g(\vec{r}) \left[\beta \, e^{-i\omega t} + \beta^* \, e^{i\omega t} \right] \qquad \text{(IV.1.31)}$$

Il est intéressant de souligner l'analogie entre la description des vibrations nucléaires présentée ici et celle donnée par les modèles collectifs.

Supposons enfin que le potentiel $v(\vec{r}-\vec{r}')$ est séparable et puisse s'écrire :

$$v(\vec{r}-\vec{r}') = - \chi \, g(\vec{r}) \, g(\vec{r}')$$

Dans cette expression $\vec{r}$ et $\vec{r}'$ sont les coordonnées des deux nucléons en interaction et χ est l'intensité de cette interaction.

Compte tenu de ces hypothèses simplificatrices (IV.1.30) s'écrit :

$$\Delta V(\vec{r}) = - \chi \, g(\vec{r}) \int d\vec{r}' \, g(\vec{r}') \, \hat{\rho}^{(1)}(\vec{r}') \qquad \text{(IV.1.32)}$$

De plus en comparant (IV.1.31) et (IV.1.28) on peut conclure que :

$$h = (h^*)^* = - \beta \, g(\vec{r})$$

Reportons alors ces expressions dans (IV.1.25) en prenant soin de remplacer :

$$\langle \psi_{pt} | \sum_{i=1}^{A} g(\vec{r}_i) | \psi_o \rangle \quad \text{par} \quad \langle p | g | t \rangle \ ,$$

nous obtenons :

$$a_{pt}^{(1)}(t) = \langle p | g | t \rangle \left\{ \frac{\beta^* \, e^{i\omega t}}{W_{pt,o} + \hbar\omega} + \frac{\beta \, e^{-i\omega t}}{W_{pt,o} - \hbar\omega} \right\} e^{\frac{i}{\hbar} W_{pt,o} \cdot t}$$

d'où :

$$\hat{\rho}^{(1)}(\vec{r}) = \sum_{p,t} \langle p | g | t \rangle^* \left\{ \frac{\beta \, e^{-i\omega t}}{W_{pt,o} + \hbar\omega} + \frac{\beta^* \, e^{i\omega t}}{W_{pt,o} - \hbar\omega} \right\} \phi_t(\vec{r}) \, \phi_p^*(\vec{r}) + \text{complexe conjugué}$$

(IV.1.33)

Or de (IV.1.31) et (IV.1.32), nous avons :

$$\beta\, e^{-i\omega t} + \beta^*\, e^{i\omega t} = \chi \int d\vec{r}'\; g(\vec{r}')\hat{\rho}^{(1)}(\vec{r}')$$

qui compte tenu de (IV.1.33) donne :

$$\beta\, e^{-i\omega t} + \beta^*\, e^{i\omega t} = \sum_{p,t} \chi |\langle p|\, g\, |t\rangle|^2 \left\{ \frac{\beta\, e^{-i\omega t}}{W_{pt,o} + \hbar\omega} + \frac{\beta^*\, e^{i\omega t}}{W_{pt,o} - \hbar\omega} \right\} + \text{complexe conjugu}$$

$$= (\beta\, e^{-i\omega t} + \beta^*\, e^{i\omega t})\; 2\chi \sum_{p,t} W_{pt,o}\, \frac{|\langle p|\, g\, |t\rangle|^2}{W_{pt,o}^2 - (\hbar\omega)^2}\,.$$

On doit donc avoir pour les fréquences normales de vibration :

$$\frac{1}{2\chi} = \sum_{p,t} W_{pt,o}\, \frac{|\langle p|\, g\, |t\rangle|^2}{W_{pt,o}^2 - (\hbar\omega)^2} = F(\omega^2) \qquad \text{(IV.1.34)}$$

La résolution graphique de cette équation, bien connue, est représentée sur la figure IV.1. La fonction $F(\omega^2)$ possède des asymptotes verticales aux énergies $W_{pt,o} = W_{pt} - W_o$, qui sont les énergies des configurations particule-trou par rapport à l'état de référence $|\psi_o\rangle$.

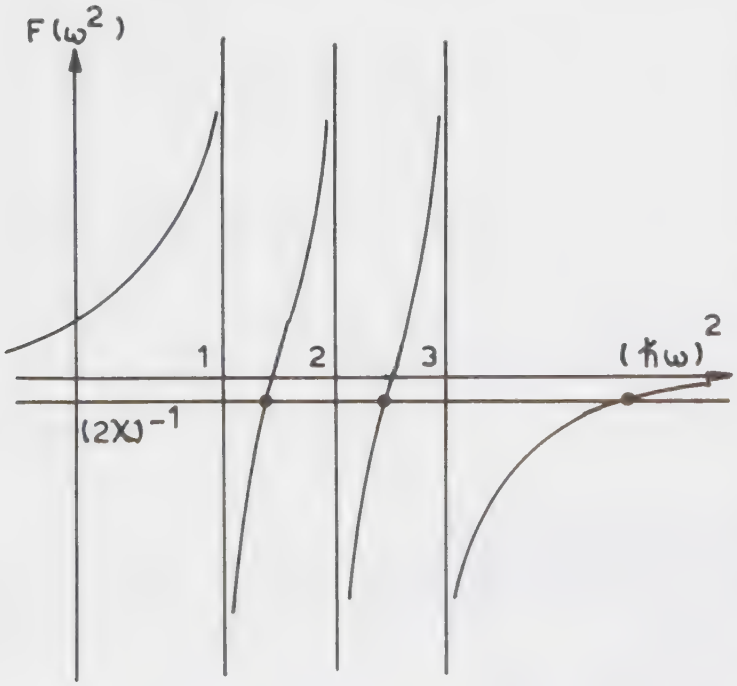


Fig. IV.1

Pour un potentiel $v(\vec{r}-\vec{r}')$ répulsif, $\chi < 0$, les solutions de (IV.1.34) données par les intersections de la courbe $F(\omega^2)$ avec l'horizontale d'ordonnée $(2\chi)^{-1}$ sont toutes comprises entre les énergies $W_{pt,o}$, sauf une qui est repoussée à plus haute énergie, au-delà de la plus grande des valeurs $W_{pt,o}$.

Le mode de vibration qui lui correspond est celui qui est associé à la résonance géante, dont le caractère collectif apparaît dans l'expression (IV.1.22) montrant que l'état $|\psi(t)>$ est une combinaison linéaire d'états particule-trou $|\psi_{pt}>$.

Nous n'avons jusqu'à présent considéré que la partie locale de l'opérateur densité, mais on peut aisément abandonner cette restriction.

IV.1.2.b) Les équations R.P.A. des vibrations nucléaires. A partir de (IV.1.27) et par analogie avec (IV.1.29) nous avons :

$$<\vec{r}|\hat{\rho}^{(1)}|\vec{r}'> = \sum_{p,t} \left\{ e^{\frac{i}{\hbar} W_{pt,o}\, t}\, a_{pt}^{(1)*}\, \phi_t(\vec{r})\, \phi_p^*(\vec{r}') + e^{-\frac{i}{\hbar} W_{pt,o}\, t}\, a_{pt}^{(1)}\, \phi_p(\vec{r})\, \phi_t^*(\vec{r}' \right.$$

$$= <\vec{r}| \sum_{p,t} \left\{ e^{\frac{i}{\hbar} W_{pt,o}\, t}\, a_{pt}^{(1)*}\, |t><p| + e^{-\frac{i}{\hbar} W_{pt,o}\, t}\, a_{pt}^{(1)}\, |p><t| \right\} |\vec{r}'>$$

C'est-à-dire que $\hat{\rho}^{(1)}$ en tant qu'opérateur s'écrit :

$$\hat{\rho}^{(1)} = \sum_{p,t} \left\{ e^{\frac{i}{\hbar} W_{pt,o}\, t}\, a_{pt}^{(1)*} |t><p| + e^{-\frac{i}{\hbar} W_{pt,o}\, t}\, a_{pt}^{(1)} |p><t| \right\} \qquad \text{(IV.1.35)}$$

Cette expression permet l'évaluation des éléments de matrice de $\hat{\rho}^{(1)}$ dans la "représentation particule-trou" de Hartree-Fock et il est clair que les seuls éléments de matrice non nuls sont du type particule-trou. Ce résultat est d'ailleurs une conséquence de la propriété (IV.1.7) de l'opérateur densité. En effet de

$$\left[\rho + \hat{\rho}^{(1)} + \hat{\rho}^{(2)} \ldots\right]^2 = \rho + \hat{\rho}^{(1)} + \hat{\rho}^{(2)} + \ldots.$$

on tire en particulier :

$$\rho\hat{\rho}^{(1)} + \hat{\rho}^{(1)}\rho = \hat{\rho}^{(1)}$$

d'où :

$$<t|\hat{\rho}^{(1)}|t'> = \sum_i \left\{ <t|\rho|i><i|\hat{\rho}^{(1)}|t'> + <t|\hat{\rho}^{(1)}|i><i|\rho|t'> \right\}$$

$$= 2<t|\hat{\rho}^{(1)}|t'>$$

C'est-à-dire que :

$$\langle t|\hat{\rho}^{(1)}|t'\rangle = \langle p|\hat{\rho}^{(1)}|p'\rangle = 0$$

Et on obtient pour l'élément de matrice particule-trou :

$$\langle p|\hat{\rho}^{(1)}|t\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} W_{pt,o}\, t}\, a^{(1)}_{pt} \ .$$

Tenant compte alors de l'expression (IV.1.25) pour $a^{(1)}_{pt}$ et des expressions (IV.1.19) et (IV.1.20) définissant l'hamiltonien perturbateur, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \langle p|\hat{\rho}^{(1)}|t\rangle &= -\left(X_{pt}\, e^{-i\omega t} + Y^{*}_{pt}\, e^{i\omega t}\right) \\ \langle t|\hat{\rho}^{(1)}|p\rangle &= -\left(Y_{pt}\, e^{-i\omega t} + X^{*}_{pt}\, e^{i\omega t}\right) \end{aligned} \qquad \text{(IV.1.36)}$$

où l'on a posé :

$$\begin{aligned} X_{pt} &= \frac{\langle p|h|t\rangle}{W_{pt,o} - \hbar\omega} \\ Y^{*}_{pt} &= \frac{\langle p|h^{*}|t\rangle}{W_{pt,o} + \hbar\omega} \end{aligned} \qquad \text{(IV.1.37)}$$

La relation (IV.1.5) permet alors de calculer la variation du potentiel à un corps, on a en effet :

$$\begin{aligned} \langle p|\Delta\hat{V}|t\rangle &= \sum_{i,i'} \widetilde{\langle pi|v|ti'\rangle}\, \langle i'|\hat{\rho}^{(1)}|i\rangle \\ &= -\sum_{p',t'} \Big\{ \widetilde{\langle pt'|v|tp'\rangle} \left[X_{p't'}\, e^{-i\omega t} + Y^{*}_{p't'}\, e^{i\omega t}\right] \\ &\quad + \widetilde{\langle pp'|v|tt'\rangle} \left[Y_{p't'}\, e^{-i\omega t} + X^{*}_{p't'}\, e^{i\omega t}\right] \Big\} \end{aligned} \qquad \text{(IV.1.38)}$$

Par ailleurs, à partir de (IV.1.37) on a :

$$\begin{aligned} \langle p|\hat{h}|t\rangle &= \langle p|h|t\rangle\, e^{-i\omega t} + \langle p|h^{*}|t\rangle\, e^{i\omega t} \\ &= (W_{pt,o} - \hbar\omega)\, X_{pt}\, e^{-i\omega t} + (W_{pt,o} + \hbar\omega)\, Y^{*}_{pt}\, e^{i\omega t} \end{aligned} \qquad \text{(IV.1.39)}$$

Or on veut que :

$$\langle p|\Delta\hat{V}|t\rangle = \langle p|\hat{h}|t\rangle$$

On obtient donc le système d'équations suivantes :

$$(W_{pt,o} - \hbar\omega)\, X_{pt} = -\sum_{p't'} \left\{ \widetilde{\langle pt'|v|tp'\rangle}\, X_{p't'} + \widetilde{\langle pp'|v|tt'\rangle}\, Y_{p't'} \right\}$$

$$(W_{pt,o} + \hbar\omega)\, Y_{pt} = -\sum_{p't'} \left\{ \widetilde{\langle pp'|v|tt'\rangle}^{*}\, X_{p't'} + \widetilde{\langle pt'|v|tp'\rangle}^{*}\, Y_{p't'} \right\}$$

(IV.1.40)

Les amplitudes X_{pt} et Y_{pt} sont donc données par un ensemble d'équations linéaires couplées. Les valeurs de $\hbar\omega$ pour lesquelles ce système a des solutions non triviales correspondent aux modes normaux des vibrations nucléaires.

Nous allons maintenant voir que ce même système d'équations est obtenu à partir du formalisme particule-trou, que nous allons brièvement rappeler.

IV.2. LE MODELE PARTICULE-TROU DES EXCITATIONS NUCLEAIRES

Ce modèle a été en particulier développé par Brown [119] et par Gillet [120]. Il postule l'existence d'un champ nucléaire moyen, et utilisant la méthode de la seconde quantification [121] part d'un hamiltonien nucléaire donné sour la forme suivante :

$$H_o = \sum_{\alpha,\beta} \langle\alpha|T|\beta\rangle\, C_\alpha^+ C_\beta + \frac{1}{4} \sum\!\!\!\!\!\!\int_{\alpha,\beta,\gamma,\delta} \widetilde{\langle\alpha\beta|v|\gamma\delta\rangle}\, C_\alpha^+ C_\beta^+ C_\delta C_\gamma \qquad \text{(IV.2.1)}$$

où T est l'opérateur à un corps représentant l'énergie cinétique et où les opérateurs de création et de destruction sont définis sur le vide de particule $|o\rangle$ par :

$$C_\beta|o\rangle = 0 \text{ pour tout } \beta.$$

La méthode du champ self-consistant de Hartree-Fock permet alors de définir un état de référence $|\psi_o\rangle$, le "vide" de Hartree-Fock, qui est l'état nu-

cléaire où tous les niveaux sont occupés jusqu'au niveau de Fermi d'énergie ε_F. L'action des opérateurs C_t^+ et C_p sur ce nouveau vide est, en vertu du principe de Pauli d'une part et par définition d'autre part, telle que l'on ait :

$$C_t^+ |\psi_o\rangle = C_p |\psi_o\rangle = 0$$

On définit donc par rapport à cet état un nouvel opérateur de destruction b_i tel que :

$$b_i |\psi_o\rangle = 0 \text{ pour tout } i$$

soit :

$b_i = C_i^+$ si i = t (l'état i est un état occupé de la mer de Fermi)

$b_i = C_i$ si i = p (l'état i est un état inoccupé au-dessus de la mer de Fermi).

L'utilisation du théorème de Wick permet alors, une fois construit le champ moyen, de mettre l'hamiltonien (IV.2.1) sous la forme :

$$H_o = H_F + \sum_i \tilde{\varepsilon}_i b_i^+ b_i + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,\ell} \widetilde{\langle ij|v|k\ell\rangle} : C_i^+ C_j^+ C_\ell C_k : \qquad \text{(IV.2.2)}$$

Dans cette expression :

- H_F représente l'énergie du niveau fondamental des A nucléons, pris comme état de référence, dans le potentiel nucléaire moyen ;
- $\tilde{\varepsilon}_i$ représente la self-énergie de la quasi-particule : $\tilde{\varepsilon}_t = -\varepsilon_t$ pour un état de trou, et $\tilde{\varepsilon}_p = \varepsilon_p$ pour un état de particule ;
- Le dernier terme est l'interaction résiduelle $H_{rés.}$ et contient le produit normal des quatre opérateurs C_i^+, C_j^+, C_ℓ et C_k.

Si on se limite à un sous espace ne faisant intervenir que des configurations à une paire particule-trou (approximation I de Gillet) et si pour simplifier on ne tient pas compte du moment angulaire, on peut représenter l'état excité $|\hbar\omega\rangle$ du noyau, d'énergie $\hbar\omega$, par :

$$|\hbar\omega\rangle = \sum_{p,t} Y_{pt} |pt\rangle$$

avec :

$$|pt\rangle = b_p^+ \, b_t^+ \, |\psi_o\rangle$$

Le problème séculaire nucléaire revient alors à résoudre le système d'équations :

$$(\varepsilon_{pt} - \hbar\omega) \, Y_{pt} + \sum_{p't'} V_{pt'tp'} \, Y_{p't'} = 0 \qquad \text{(IV.2.3)}$$

où :

$$V_{pt'tp'} = \langle pt|H_{rés.}|p't'\rangle = \int d\vec{r} \, d\vec{r}' \, \phi_p^*(\vec{r}) \, \phi_{t'}(\vec{r}') \, v(\vec{r},\vec{r}') \, \phi_t(\vec{r}) \, \phi_{p'}(\vec{r}') - \int d\vec{r} \, d\vec{r}' \, \phi_p^*(\vec{r}) \, \phi_{t'}(\vec{r}') \, v(\vec{r},\vec{r}') \, \phi_{p'}(\vec{r}) \, \phi_t(\vec{r}') \qquad \text{(IV.2.4)}$$

$\varepsilon_{pt} = \varepsilon_p - \varepsilon_t$.

Cette approximation est aussi connue sous le nom d'approximation Tamm-Dancoff.

Si toutes les énergies ε_{pt} des états particule-trou élémentaires sont dégénérées, $\varepsilon_{pt} = \varepsilon_o$, et si on prend pour $v(\vec{r},\vec{r}')$ l'interaction simplifiée $v(\vec{r},\vec{r}') = -\chi \sum_\mu r^J \, Y_{J\mu}(\hat{r}) \, r'^J \, Y^*_{J\mu}(\hat{r}')$, Brown et al. [117] ont obtenu le résultat physique suivant :

. Il existe un état collectif d'énergie d'excitation :

$$\hbar\omega = \varepsilon_o - \chi \sum_{pt} |D_{pt}|^2 \qquad \text{(IV.2.5)}$$

. dont le carré de l'élément de matrice de transition multipolaire est donné par :

$$|\langle \hbar\omega | r^J \, Y_{J\mu} | \psi_o \rangle|^2 = \sum_{pt} |D_{pt}|^2 \qquad \text{(IV.2.6)}$$

Ce dernier est donc égal à la somme des carrés des éléments de matrice de transition $D_{pt} = \langle p|r^J \, Y_{J\mu}|t\rangle$ des états particule-trou constituant la base de configurations. En particulier pour $\chi < 0$ et $J = 1$ on obtient l'état collectif dipolaire de la résonance géante.

Les approximations précédentes présentent l'inconvénient de se limiter à un espace de configurations restreint. L'approximation II de Gillet ou approximation R.P.A. permet d'introduire de façon simple l'effet de configurations d'ordre supérieur en tenant compte partiellement des corrélations entre nucléons dans l'état fondamental. Cela revient à considérer les effets de l'interaction résiduelle dans l'état fondamental vrai du noyau $|\psi_g>$.

On suppose alors que les états excités $|\psi_n>$ ne diffèrent de l'état $|\psi_g>$ que par la présence ou l'absence d'une paire particule-trou au plus ; c'est-à-dire que l'on peut écrire :

$$|\psi_n> = O_n^+ \, |\psi_g> \tag{IV.2.7}$$

avec :

$$\begin{aligned} O_n^+ &= \sum_{pt} (X_{pt}^n \, b_p^+ \, b_t^+ - Y_{pt}^n \, b_t \, b_p) \\ &= \sum_{pt} (X_{pt}^n \, O_{pt}^+ - Y_{pt}^n \, O_{pt}) \end{aligned} \tag{IV.2.8}$$

où O_{pt}^+ et O_{pt} sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation d'une paire particule-trou. De plus comme l'état fondamental $|\psi_g>$ ne peut contenir aucune composante particule-trou de l'état excité $|\psi_n>$, on a :

$$O_n |\psi_g> = 0 \text{ pour tout } n \, . \tag{IV.2.9}$$

Cette condition impose aux corrélations entre nucléons dans l'état fondamental de ne donner naissance qu'à des configurations paires particule-trou. Par conséquent l'absorption d'un photon par le noyau peut soit créer une paire particule-trou, soit détruire une paire particule-trou présente dans le niveau fondamental, comme le montre la figure IV.2.

Si l'on sait alors résoudre l'équation de Schrödinger pour le niveau fondamental, c'est-à-dire si l'on sait trouver $|\psi_g>$ et E_g tels que l'on ait :

$$H_o|\psi_g> = E_g|\psi_g>$$

l'état excité $|\psi_n>$, d'énergie E_n sera déterminé par la résolution de l'équation suivante :

$$\left[H, O_n^+\right] = (E_n - E_g)\ O_n^+ \qquad \text{(IV.2.10)}$$

où les amplitudes X^n_{pt} et Y^n_{pt}, et l'énergie E_n sont les inconnues. En effet on montre aisément que :

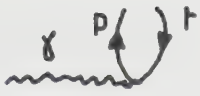
$$H|\psi_n> = H\ O_n^+|\psi_g> = \left\{ \left[H, O_n^+\right] + O_n^+ H \right\} |\psi_g> = E_n|\psi_n>$$

Posons $E_n - E_g = \hbar\omega_n$, on est ainsi amené à résoudre le système d'équations couplées :

$$\begin{aligned} <\psi_n|\ \left[H,\ b_p^+\ b_t^+\right]|\psi_g> &= \hbar\omega_n\ <\psi_n|b_p^+\ b_t^+|\psi_g> \\ <\psi_n|\ \left[H,\ b_t\ b_p\right]|\psi_g> &= \hbar\omega_n\ <\psi_n|b_t\ b_p|\psi_g> \end{aligned} \qquad \text{(IV.2.11)}$$

Dans un premier temps on calcule alors les commutateurs qui apparaissent dans chacun des premiers membres des équations précédentes en utilisant les règles d'anticommutation des opérateurs b_i et b_i^+. Le théorème de Wick permet de linéariser le résultat obtenu en supposant d'une part que le vide de Hartree-Fock $|\psi_o>$ est assez proche du vide physique représenté par l'état fondamental $|\psi_g>$, d'autre part que l'on peut négliger les produits normaux qui ne sont pas du type particule-trou. On obtient ainsi :

création d'une paire particule-trou



annihilation d'une paire particule-trou

Fig. IV.2

$$\left[H,\ b_p^+\ b_t^+\right] = (\varepsilon_p - \varepsilon_t)\ b_p^+\ b_t^+ + \sum_{p't'} \left\{ \langle \widetilde{tp'|v|pt'} \rangle\ b_{p'}^+,\ b_{t'}^+ + \langle \widetilde{tt'|v|pp'} \rangle\ b_{t'},\ b_{p'} \right\}$$

(IV.2.12)

$$\left[H,\ b_t\ b_p\right] = -(\varepsilon_p - \varepsilon_t)\ b_t\ b_p - \sum_{p't'} \left\{ \langle \widetilde{pt'|v|tp'} \rangle\ b_{t'},\ b_{p'} + \langle \widetilde{pp'|v|tt'} \rangle\ b_{p'}^+,\ b_{t'}^+ \right\}$$

Dans un deuxième temps il faut évaluer les éléments de matrice du type $\langle \psi_n | b_p^+\ b_t^+ | \psi_g \rangle$ et $\langle \psi_n | b_t\ b_p | \psi_g \rangle$. Or puisque $O_n | \psi_g \rangle = 0$ pour tout n, on peut écrire par exemple :

$$\langle \psi_n | b_p^+\ b_t^+ | \psi_g \rangle = \langle \psi_g |\ \left[O_n,\ b_p^+\ b_t^+\right]\ | \psi_g \rangle$$

On est donc conduit à calculer la valeur des commutateurs formés avec les opérateurs $O_{pt}^+ = b_p^+\ b_t^+$ et $O_{pt} = b_t\ b_p$.

Il est facile de montrer que l'on a rigoureusement :

$$\left[O_{p't'},\ O_{pt}\right] = \left[O_{p't'}^+,\ O_{pt}^+\right] = 0 \qquad \text{(IV.2.13)}$$

mais pour poursuivre le calcul on fait l'approximation suivante :

$$\left[O_{p't'},\ O_{pt}^+\right] = \delta_{pp'}\ \delta_{tt'} \quad . \qquad \text{(IV.2.14)}$$

Ainsi les opérateurs O et O^+ ont les relations de commutation des opérateurs de bosons. Cette dernière approximation est connue sous le nom d'approximation quasi-boson ; cela revient à dire que la probabilité de présence d'un état particule-trou dans l'état fondamental vrai $|\psi_g\rangle$ est faible ou que l'état $|\psi_g\rangle$ diffère peu de l'état fondamental de Hartree-Fock $|\psi_o\rangle$.

Le système d'équations couplées (IV.2.11) peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \hbar\omega_n\ X_{pt}^n &= (\varepsilon_p - \varepsilon_t)\ X_{pt}^n + \sum_{p't'} \left\{ \langle \widetilde{tp'|v|pt'} \rangle\ X_{p't'}^n + \langle \widetilde{tt'|v|pp'} \rangle\ Y_{p't'}^n \right\} \\ -\hbar\omega_n\ Y_{pt}^n &= (\varepsilon_p - \varepsilon_t)\ Y_{pt}^n + \sum_{p't'} \left\{ \langle \widetilde{pp'|v|tt'} \rangle\ X_{p't'}^n + \langle \widetilde{pt'|v|tp'} \rangle\ Y_{p't'}^n \right\} \end{aligned} \qquad \text{(IV.2.15)}$$

où l'on suppose que les éléments de matrice de l'interaction à deux corps sont réels et symétriques.

En posant alors $\varepsilon_{pt} = \varepsilon_p - \varepsilon_t$ (IV.2.15) se met sous la forme :

$$\begin{aligned}(\varepsilon_{pt} - \hbar\omega_n)\, X^n_{pt} &= -\sum_{p't'}\left\{\widetilde{\langle pt'|v|tp'\rangle}\, X^n_{p't'} + \widetilde{\langle pp'|v|tt'\rangle}\, Y^n_{p't'}\right\} \\ (\varepsilon_{pt} + \hbar\omega_n)\, Y^n_{pt} &= -\sum_{p't'}\left\{\widetilde{\langle pp'|v|tt'\rangle}\, X^n_{p't'} + \widetilde{\langle pt'|v|tp'\rangle}\, Y^n_{p't'}\right\}\end{aligned} \qquad \text{(IV.2.16)}$$

Ce système est équivalent au système d'équations (IV.1.40) qui avait été établi au précédent paragraphe.

Selon la méthode suggérée par Brown et al. [117], si l'on se donne l'interaction schématique $v(\vec{r},\vec{r}') = -\chi \sum_\mu r^J\, Y_{J\mu}(\hat{r})\, r'^J\, Y^*_{J\mu}(\hat{r}')$ la résolution du système (IV.2.16) conduit à la relation de dispersion :

$$\sum_{p,t} \frac{|D_{pt}|^2\, \varepsilon_{pt}}{\varepsilon^2_{pt} - (\hbar\omega_n)^2} = \frac{1}{2\chi} \qquad \text{(IV.2.17)}$$

donnant les énergies $\hbar\omega_n$ des modes normaux de vibration des états $|\psi_n\rangle$. On peut ici encore remarquer l'identité entre cette relation et la relation (IV.1.34). De plus si les énergies ε_{pt} des états particule-trou élémentaires sont dégénérées, $\varepsilon_{pt} = \varepsilon_o$, on obtient :

$$\begin{aligned}(\hbar\omega_n)^2 &= \varepsilon_o^2 - 2\chi\, \varepsilon_o \sum_{pt} |D_{pt}|^2 \\ |\langle \hbar\omega_n | r^J\, Y_{J\mu} | \psi_g\rangle|^2 &= \frac{\varepsilon_o}{\hbar\omega_n} \sum_{pt} |D_{pt}|^2 \quad .\end{aligned} \qquad \text{(IV.2.18)}$$

Ces deux dernières équations font apparaître le caractère collectif des solutions, en particulier dans le cas de la résonance géante dipolaire pour lequel on a $J = 1$ et $\chi < 0$.

Les calculs ont été effectués essentiellement dans le cas des noyaux à

couches complètes, ce qui permet de déterminer aisément les self-énergies $\tilde{\varepsilon}_i$, et en utilisant primitivement des fonctions propres de l'oscillateur harmonique, par exemple, pour décrire les états de particules indépendantes [122,123,124]. Mais ces calculs ne peuvent donner un bon accord que pour les états liés du noyau, pour lesquels on obtient une bonne représentation de la fonction d'onde à l'intérieur du noyau, alors que les formes asymptotiques sont grossièrement fausses à grande distance de celui-ci.

Bloch et Gillet [125] ont donc été conduits à modifier le modèle des couches en définissant les fonctions d'onde de particules indépendantes par un potentiel "réaliste" à l'infini. Le spectre des niveaux de particules indépendantes, ainsi obtenu, consiste en un nombre fini d'états discrets d'énergie négative, suivi d'un continu au-dessus de l'énergie zéro. En ne tenant compte que des déterminants de Släter où, au plus, un nucléon se trouve dans le spectre continu, on développe la fonction d'onde sous la forme :

$$|\psi> = \sum_{\alpha} a(\alpha)|\alpha> + \sum_{\beta} \int d\varepsilon\, a(\varepsilon,\beta)\ |\varepsilon,\beta> \qquad \text{(IV.2.19)}$$

où $|\alpha>$ et $|\varepsilon,\beta>$ sont respectivement des déterminants de Släter où tous les nucléons sont dans des états discrets (désignés globalement par α), et où tous les nucléons, sauf un dont l'énergie positive est notée ε, sont dans des états discrets repérés par l'indice β.

On doit noter que certaines configurations discrètes $|\alpha>$ peuvent avoir une énergie assez élevée pour se trouver dans le spectre continu : on leur donne le nom "d'états quasi-liés". Ces états cessent d'être des états discrets lorsqu'on introduit le couplage avec les états du continu, et ils donnent alors lieu à des résonances.

En reportant la fonction d'onde (IV.2.19) dans l'équation de Schrödinger, on obtient un système d'équations intégrales linéaires pour les amplitudes $a(\alpha)$

et $a(\varepsilon,\beta)$. Les détails de cette théorie ont été remarquablement exposés par Mahaux et Weidenmüller [126] et nous voulons simplement souligner que cette méthode a été utilisée par Raynal et al. [127] pour expliquer la résonance géante dipolaire de $^{16}_{8}O$. Cependant dans ce cas précis les calculs ne s'accordent pas avec le résultat expérimental sur deux points principaux : la section efficace expérimentale intégrée jusqu'à 30 MeV est égale au tiers environ de la section efficace calculée, et la limitation de l'espace de configurations aux états 1 particule-1 trou conduit au-dessus de 20 MeV aux deux seuls pics d'absorption à 22 MeV et 25 MeV alors que la section efficace expérimentale présente une structure fine [128].

Le mécanisme responsable des structures dans le continu a été expliqué par Gillet et al. [28]. Dans le cadre du modèle en couches, les états quasi-liés, par leur couplage aux configurations non liées, ont un temps de vie fini et provoquent par conséquent des variations plus ou moins rapides de la section efficace en fonction de l'énergie : ces états jouent en quelque sorte le rôle des états du noyau composé de Bohr. *Comme de plus il existe en général, pour un spin et une parité donnés, peu d'états quasi-liés à une particule-un trou, la plus grande partie de la structure provient d'états quasi-liés n particules- n trous, à grand nombre de quasi-particules.* Dans le cas du noyau $^{16}_{8}O$ cette hypothèse a été vérifiée par l'étude de la capture radiative de particules énergiques dans le domaine de la résonance géante, telle que l'étude des réactions $^{14}_{7}N(d,\gamma_o)^{16}_{8}O$ par Suffert [27], $^{12}_{6}C(\alpha,\gamma_o)^{16}_{8}O$ par Suffert et al. [129] et $^{13}_{6}C(^3He,\gamma_o)^{16}_{8}O$ par Puttasswamy et al. [130].

On pourrait s'étonner du rôle important joué par des configurations compliquées n particules - n trous dans l'absorption photonucléaire, alors que l'élément de matrice de transition dipolaire, opérateur à un corps, ne fait intervenir que des configurations à une particule - un trou, comme nous l'avons montré précédemment. En réalité la fonction d'onde nucléaire (IV.2.19) s'écrit :

$$|\psi> = \sum_{\alpha} a(\alpha)\ |\alpha> + \sum_{\beta} \int d\varepsilon\ a(\varepsilon,\beta)\ |\varepsilon,\beta> + \sum_{\lambda} a(\lambda)\ |\lambda> \qquad \text{(IV.2.20)}$$

où les états $|\lambda>$ sont les états quasi-liés n particules-n trous et où les amplitudes $a(\alpha)$, $a(\varepsilon,\beta)$ et $a(\lambda)$ sont obtenues à partir d'un système d'équations intégrales linéaires. Par conséquent le taux de transition électromagnétique dépend des amplitudes $a(\lambda)$ par l'intermédiaire des amplitudes $a(\alpha)$ et $a(\beta,\varepsilon)$.

Malheureusement ce genre de calcul n'a, jusqu'à présent, été effectué que pour les noyaux légers [131] et en particulier pour le noyau $^{16}_{8}O$ [28]. Cependant nous allons montrer dans le cadre du modèle en couches et du formalisme particule-trou, en négligeant les états du continu, comment la présence d'états deux particules-deux trous permet d'expliquer, en particulier, le dédoublement isobarique de la résonance géante dipolaire.

IV.3 LE DEDOUBLEMENT ISOBARIQUE DE LA RESONANCE GEANTE

Nous avons jusqu'ici décrit la résonance géante dipolaire comme un état cohérent de configurations particule-trou sans tenir compte du nombre quantique d'isospin. Or l'existence des états analogues suggère que l'on doit tenir compte du spin isotopique même dans les noyaux lourds. Cependant, les configurations particule-trou excitées par absorption électrique dipolaire n'ont pas toutes une valeur de l'isospin bien définie ; on est donc conduit à construire des fonctions d'onde ayant un bon spin isotopique.

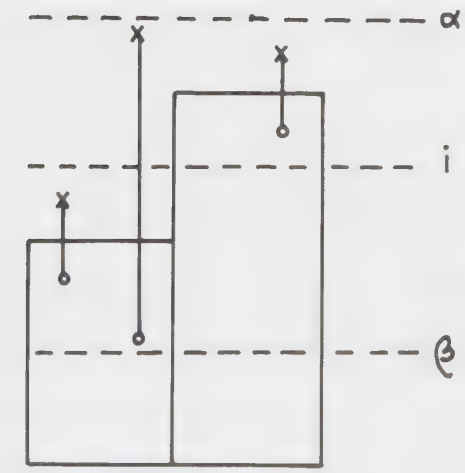


Fig. IV.3

Nous supposerons pour simplifier que le noyau cible est un noyau pair-pair, ayant un excès N-Z de neutrons par rapport aux protons, dont le niveau fondamental d'isospin $T=T_z=1/2(N-Z)$ peut être

représenté par l'état Hartree-Fock $|\psi_o>$, et dont toutes les sous-couches sont remplies par les nucléons. Ce noyau est représenté schématiquement sur la figure IV.3.

Si l'on désigne par a et a^+ les opérateurs d'annihilation et de création de protons et par b et b^+ les opérateurs correspondants pour les neutrons, on voit que les excitations une particule-un trou du type $a_i^+ a_\beta$ ou $b_\alpha^+ b_i$ conduisent à des états de même isospin que le niveau fondamental, à cause du principe de Pauli, alors que celles du type $a_\alpha^+ a_\beta$ ou $b_\alpha^+ b_\beta$ conduisent à des états d'isospin T et T+1. Ce résultat exprime le fait bien connu que l'absorption électrique dipolaire d'un photon par un noyau de spin isobarique $T > 0$, représenté par le ket $|T,T>$, résulte en la création d'états $|T,T>$ et $|T+1,T>$ d'isospin $T' = T$ et $T' = T+1$ respectivement.

Définissons alors les opérateurs d'isospin T^+, T^- et T° par les relations :

$$T^+ = \sum_j T_j^+ \quad , \quad T^- = \sum_j T_j^- \quad , \quad T^\circ = \sum_j T_j^\circ \tag{IV.3.1}$$

où

$$T_j^+ = \sum_m b_{jm}^+ a_{jm} \quad , \quad T_j^- = \sum_m a_{jm}^+ b_{jm}$$
$$T_j^\circ = \frac{1}{2} \sum_m (b_{jm}^+ b_{jm} - a_{jm}^+ a_{jm}) \tag{IV.3.2}$$

On montre aisément que les seuls commutateurs non nuls entre les opérateurs T^+, T^- et T° d'une part et a^+, a, b^+ et b d'autre part sont les suivants :

$$\left[T^+, a_{jm}^+\right] = b_{jm}^+ \qquad \left[T^+, b_{jm}\right] = - a_{jm}$$
$$\left[T^-, b_{jm}^+\right] = a_{jm}^+ \qquad \left[T^+, a_{jm}\right] = - b_{jm}$$
$$\left[T^\circ, a_{jm}^+\right] = - \frac{1}{2} a_{jm}^+ \qquad \left[T^\circ, a_{jm}\right] = \frac{1}{2} a_{jm} \tag{IV.3.3}$$
$$\left[T^\circ, b_{jm}^+\right] = \frac{1}{2} b_{jm}^+ \qquad \left[T^\circ, b_{jm}\right] = - \frac{1}{2} b_{jm}$$

Des relations précédentes, on tire immédiatement :

$$\left[T^+, T^-\right] = 2T^\circ \ , \ \left[T^-, T^\circ\right] = T^- , \ \left[T^\circ, T^+\right] = T^+ \qquad \text{(IV.3.4)}$$

Les relations (IV.3.4) ont la même forme que les relations de commutation relatives au moment angulaire, et on a pour la fonction d'onde $|T,Tz>$ les équations suivantes :

$$\begin{aligned} T^+|T,Tz> &= \sqrt{(T-Tz)(T+Tz+1)} \quad |T, Tz+1> \\ T^-|T,Tz> &= \sqrt{(T+Tz)(T-Tz+1)} \quad |T, Tz-1> \qquad \text{(IV.3.5)} \\ T^\circ|T,Tz> &= Tz|T, Tz> \end{aligned}$$

Ces définitions étant données, désignons le niveau fondamental du noyau de la figure IV.3 par le ket $|T, Tz=T>$, et considérons la configuration $b^+_\alpha a_\beta|T,T>$; par application des opérateurs T° et $T^2 = \frac{1}{2}(T^+ T^- + T^- T^+) + (T^\circ)^2$ on montre que cet état correspond au ket $|T+1, T+1>$. Nous avons donc :

$$|T+1, T> = \frac{1}{\sqrt{2(T+1)}} \ T^- \ b^+_\alpha \ a_\beta \ |T,T> \qquad \text{(IV.3.6)}$$

En tenant compte des relations (IV.3.3), cette expression peut se mettre sous la forme :

$$|T+1, T> = \frac{1}{\sqrt{T+1}} \ \frac{a^+_\alpha a_\beta - b^+_\alpha b_\beta}{\sqrt{2}} \ |T,T> + \sqrt{\frac{T}{T+1}} \ b^+_\alpha a_\beta \ \frac{T^-}{\sqrt{2T}} \ |T,T> \qquad \text{(IV.3.7)}$$

Considérons maintenant les opérateurs à un corps $V^+_1(\alpha,\beta)$ et à deux corps $V^+_2(\alpha,\beta)$ ainsi définis :

$$\begin{aligned} V^+_1(\alpha,\beta) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (a^+_\alpha \ a_\beta - b^+_\alpha \ b_\beta) \\ V^+_2(\alpha,\beta) &= b^+_\alpha \ a_\beta \ \frac{1}{\sqrt{2T}} \ T^- \end{aligned} \qquad \text{(IV.3.8)}$$

L'expression (IV.3.7) montre que l'état $|T+1, T>$ est obtenu en faisant agir sur le ket $|T, T>$ l'opérateur $V^+_>(\alpha,\beta)$ tel que :

$$V^+_> (\alpha,\beta) = \frac{1}{\sqrt{T+1}} V^+_1 (\alpha,\beta) + \sqrt{\frac{T}{T+1}} V^+_2 (\alpha,\beta) \qquad (IV.3.9)$$

En utilisant les relations de commutation précédentes, il est facile de voir que l'opérateur $V^+_<(\alpha,\beta)$ défini par la relation :

$$V^+_< (\alpha,\beta) = \sqrt{\frac{T}{T+1}} V^+_1 (\alpha,\beta) - \sqrt{\frac{1}{T+1}} V^+_2 (\alpha,\beta) \qquad (IV.3.10)$$

crée un état de même isospin que l'état $|T, T>$, et il en est de même pour l'opérateur $S^+(\alpha,\beta)$:

$$S^+(\alpha,\beta) = \frac{1}{\sqrt{2}} (a^+_\alpha a_\beta + b^+_\alpha b_\beta) \qquad (IV.3.11)$$

Ainsi les excitations élémentaires isovectorielles définies par les opérateurs $V^+_>(\alpha,\beta)$ et $V^+_<(\alpha,\beta)$ et isoscalaire définie par l'opérateur $S^+(\alpha,\beta)$, correspondant au saut des nucléons d'une orbite α vers une orbite β, ont une valeur de l'isospin bien déterminée.

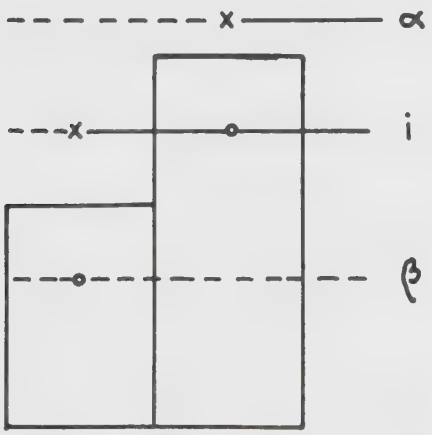


Fig. IV.4

Dans l'orbite i le proton et le trou de neutron sont couplés à $J^\pi=0^+$. Le neutron et le trou de proton des orbites α et β sont couplés à $J^\pi=1^-$.

Comme nous l'avions souligné au début de ce paragraphe, ces excitations font intervenir par l'intermédiaire de l'opérateur $V^+_2 (\alpha,\beta)$ des configurations deux particules- deux trous représentées schématiquement sur la figure IV.4.

Sans entrer dans les détails des calculs, la précédente description des excitations élémentaires fait apparaître deux conséquences :

1) Comme Ejiri et al. [132] l'ont fait remarquer et comme le montre l'expression (IV.3.6), on doit s'attendre à ce que certains états dipolaires de la résonance géante interfèrent avec les états isobares analogues dans la mesure où cela est énergétiquement possible et où les spins et les parités coïncident.

2) D'autre part Fallieros, Goulard et Hughes [133] ont résolu le problème séculaire nucléaire en incluant ces configurations deux particules-deux trous et en prenant une interaction séparable pour traiter l'interaction résiduelle. Ils ont alors montré, dans le cadre d'un modèle schématique, que les états dipolaires $\Delta T = 1$, $\Delta Tz = 0$ se comportaient de la même manière que les états dipolaires $\Delta T = 0$, $\Delta Tz = 0$, en formant eux aussi un état cohérent.

Si l'on désigne par E_T et E_{T+1} les énergies moyennes des états cohérents relatifs respectivement aux excitations $\Delta T = 0$, $\Delta Tz = 0$ et $\Delta T = 1$, $\Delta Tz = 0$, on a :

$$E_{T+1} - E_T \simeq U \frac{T+1}{T} \qquad \text{(IV.3.12)}$$

expression dans laquelle U est l'énergie de symétrie définie par exemple dans le potentiel de Lane [134] et T le spin isobarique du niveau fondamental du noyau considéré.

Par ailleurs le rapport des carrés des éléments de matrice de transition dipolaire correspondants est donné par :

$$\frac{\left|\langle D\rangle_{T+1}\right|^2}{\left|\langle D\rangle_T\right|^2} \simeq \frac{1}{T} \frac{1-\alpha_1}{1+\frac{\alpha_1}{T}} \qquad \text{(IV.3.13)}$$

avec :

$$\alpha_1 \simeq \frac{3T}{2A^{2/3}}$$

Dans (IV.3.13) l'approximation $\alpha_1 = 0$ revient à négliger les excitations du type $a_i^+ a_\beta$ et $b_\alpha^+ b_i$ pour lesquelles on a $\Delta T = 0$, et on obtient alors le simple facteur géométrique 1/T.

Pour des noyaux dont le nombre de masse A est voisin de 90, on obtient les deux résultats suivants :

$$E_{T+1} - E_T \simeq 5 \text{ MeV}$$

$$\frac{|\langle D \rangle_{T+1}|^2}{|\langle D \rangle_T|^2} \simeq 0,10$$

On peut donc espérer une vérification expérimentale des hypothèses précédentes.

IV.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.4.1. La résonance géante de $^{208}_{82}Pb$ *(135)*. La cible utilisée, constituée de plomb radiogénique, a la composition isotopique suivante : 91% de $^{208}_{82}Pb$ et 7% de $^{207}_{82}Pb$. Son épaisseur est de 3,91 g/cm^2. La résolution en énergie du faisceau de photons incident est de 150 keV environ pour une énergie d'excitation comprise entre 7 MeV et 12 MeV, énergie au-delà de laquelle la résolution du faisceau utilisée décroît régulièrement pour atteindre la valeur approximative de 400 keV à 20 MeV.

Les figures IV.5 et IV.6 montrent respectivement les sections efficaces partielles $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn}$, $\sigma_{\gamma,2n}$, $\sigma_{\gamma,3n}$ et $\sigma_{\gamma,4n}$ et la section efficace photoneutronique totale :

$$\sigma_N(E) = \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn} + \sigma_{\gamma,2n} + \sigma_{\gamma,3n} + \sigma_{\gamma,4n} \quad \text{(IV.4.1)}$$

Si on assimile $\sigma_N(E)$ à la section efficace totale d'absorption photonucléaire $\sigma_T(E)$ on obtient le meilleur ajustement de l'expression mathématique (III.1.22) aux points expérimentaux pour les paramètres suivants :

$$E_1 = 13,4 \pm 0,1 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_1 = 4,05 \pm 0,05 \text{ MeV}$$

$$\sigma_1 = 640 \pm 20 \text{ mb.}$$

La courbe de Lorentz correspondante est représentée en trait pointillé sur la figure IV.6.

Sur le tableau IV.1 nous comparons d'une part les valeurs des énergies de seuil des réactions $^{208}_{82}Pb(\gamma,xn)$, tirées de l'analyse des sections efficaces partielles, à celles calculées par Maples et al. [63], d'autre part les valeurs obtenues par différents laboratoires de la section efficace photoneutronique pour l'énergie correspondant au maximum de la courbe de photoabsorption. Nous y donnons aussi les valeurs expérimentales des sections efficaces intégrées :

$$\sigma_o = \int_{\text{seuil}}^{26\ \text{MeV}} \sigma_N(E)\ dE \qquad (IV.4.2)$$

$$\sigma_{-1} = \int_{\text{seuil}}^{26\ \text{MeV}} E^{-1}\ \sigma_N(E)\ dE$$

De l'examen des valeurs indiquées sur ce tableau, on peut tirer les conclusions suivantes :

1) Comme le montrent les valeurs expérimentales des énergies de seuil, l'étalonnage en énergie du faisceau de photons est aussi exacte que possible, compte tenu des caractéristiques de l'optique magnétique ;

2) La comparaison des différentes valeurs publiées de la section efficace photoneutronique, pour l'énergie correspondant à son maximum fait apparaître une réelle convergence des résultats vers la valeur que nous trouvons expérimentalement, à savoir 640 ± 20 mb, alors que Harvey et al. [137] d'une part de Goryachev et al. [140] d'autre part obtiennent respectivement des valeurs nettement plus faible et plus élevée.

Il paraît donc justifié d'avoir confiance dans la détermination du flux de photons incidents et dans son contrôle, ainsi que dans la mesure de l'efficacité de détection des photoneutrons, la détermination des divers bruits de fond et la méthode d'analyse des résultats.

En outre dans un intervalle d'énergie allant du seuil de la réaction $^{208}_{82}Pb(\gamma,n)$ jusqu'à 12 MeV environ, la section efficace expérimentale présentée sur la figure IV.6 révèle la présence d'une structure que nous nous proposons d'examiner.

Les états dipolaires de $^{208}_{82}Pb$ et le modèle microscopique. Il faut d'abord remarquer que si les premiers résultats expérimentaux concernant la résonance géante de $^{208}_{82}Pb$, obtenus par Miller et al. (136), en utilisant un faisceau de photons quasi-monochromatiques, s'accordaient assez bien avec une résonance unique centrée à 13,8 MeV ± 0,5 MeV, Harvey et al. (137), avec une technique expérimentale identique, confirmaient ce résultat mais trouvaient une structure peu prononcée vers 11,5 MeV. Par ailleurs, utilisant les techniques du rayonnement de freinage, Fuller et al. (141), Tomimasu (139) et Goryachev et al. (140) observaient respectivement des structures à environ 9,2 MeV et 12 MeV, 11 MeV, 9 MeV et 11 MeV. Récemment Calarco (111), utilisant le monochromateur de rayonnement de freinage mis au point par Axel (18), a également observé des structures au voisinage de 10 MeV et de 11,5 MeV.

Les résultats expérimentaux de la figure IV.6 montrent :

- d'une part une résonance géante centrée à 13,4 ± 0,1 MeV
- d'autre part une structure évidente aux énergies suivantes : 7,6 MeV, 8 MeV, 8,3 MeV , 9,9 MeV , 11,2 MeV et 11,8 MeV. En particulier la largeur à mi-hauteur du pic à 9,9 MeV a pu être estimée et elle est de l'ordre de 500 keV.

Les premiers travaux théoriques sur les états dipolaires de $^{208}_{82}Pb$ ont été effectués par Gillet et al. (142) dans le formalisme particule-trou, à partir d'une interaction déduite de la spectroscopie des noyaux $^{16}_{8}O$ et $^{40}_{20}Ca$. Les énergies non perturbées des excitations particule-trou, correspondant à un saut de couche, avec $J^{\pi} = 1^{-}$, sont calculées à partir des spectres à basse énergie des noyaux $^{209}_{82}Pb$ et $^{207}_{82}Pb$ pour les configurations neutron-trou de neutron, et des noyaux $^{209}_{83}Bi$ et $^{207}_{81}Tl$ pour les configurations proton-trou de proton. Le tableau IV.2 en donne les différentes valeurs.

Les résultats obtenus conduisent à une distribution des états dipolaires identique à celle prévue par le modèle schématique de Brown-Bolsterli [117] : bien que les énergies non perturbées des configurations particule-trou, composantes des états dipolaires, se situent entre 5 MeV et 9 MeV, l'intensité d'absorption dipolaire est essentiellement concentrée à haute énergie vers 11 MeV environ, aux dépens des composantes particule-trou, situées en moyenne vers 7 MeV, pour lesquelles l'intensité d'absorption dipolaire est considérablement réduite. Cependant cette concentration de l'absorption dipolaire apparaît à une énergie trop basse, d'environ 2 MeV, par rapport au résultat expérimental.

Les calculs effectués par Balashov et al. [143] prédisent l'état dipolaire principal de la résonance géante de $^{208}_{82}Pb$ à une énergie plus proche de la valeur expérimentale. Mais, d'une part les valeurs prises pour les énergies non perturbées des excitations particule-trou sont plus élevées que celles utilisées par Gillet et al., d'autre part l'interaction résiduelle, assimilée à une interaction ponctuelle, est choisie de manière à obtenir le résultat donné par l'expérience.

Récemment Kuo et al. [144] ont recalculé les états dipolaires de $^{208}_{82}Pb$ en utilisant les mêmes configurations et les mêmes énergies non perturbées que celles considérées par Gillet et al., mais en prenant pour interaction effective les éléments de la matrice de réaction G [145], calculés pour un potentiel Hamada-Johnston, et en tenant compte de l'effet d'auto-écran du terme d'échange. Leur résultat, représenté sur la figure IV.6, est identique à celui de Gillet et al.

Une des raisons du désaccord entre la théorie et l'expérience pourrait provenir du fait que dans les calculs précédents, les fonctions d'onde des états simples de particule et de trou sont assimilées à celles obtenues dans un puits d'oscillateur harmonique ayant la même valeur de $\hbar\omega$ pour les neutrons et les protons ($\hbar\omega$ = 7 MeV dans les calculs de Kuo et al). Cela conduit à avoir un rayon quadratique moyen pour les neutrons supérieur de quelques pour cents à celui des

protons, puisque les neutrons remplissent des niveaux plus élevés en énergie dans le puits. Or, de l'analyse des énergies de déplacement coulombien [146] comme de celle de la diffusion inélastique de pions [147], on doit conclure pratiquement à l'égalité de ces deux rayons quadratiques moyens. Perez [148], en imposant cette condition et en prenant un puits de Saxon-Woods pour calculer les fonctions d'onde, obtient avec une interaction effective particule-trou déduite de la spectroscopie des noyaux $^{16}_{8}O$ et $^{40}_{20}Ca$ un accord très raisonnable avec l'expérience puisque l'absorption dipolaire se trouve concentrée entre 13 MeV et 13,5 MeV. Cependant, comme le fait remarquer Perez, cette analyse reste de nature phénoménologique.

Ainsi les calculs microscopiques précédemment cités, utilisant une force raisonnable, n'arrivent pas à reproduire la position expérimentale de la résonance géante dipolaire de $^{208}_{82}Pb$, bien que, comme le soulignent Gillet et al. [142] la section efficace intégrée calculée soit en bon accord avec la section efficace intégrée expérimentale.

Le couplage aux états du continu permettrait probablement de réduire ce désaccord. Malheureusement, aucun calcul de ce type n'a été fait dans le cas de $^{208}_{82}Pb$, si ce n'est par Barrett et al. [149] dans le cadre de la théorie dite des "voies propres" developpée par Danos et al. [150]. Cependant l'interaction choisie est identique à celle prise par Balashov et al. [143] et nous avons vu qu'elle avait été ajustée de manière à obtenir la bonne position en énergie pour la concentration des états dipolaires. Par ailleurs, Mahaux et al. [151] d'une part et Saruis et al. [152] d'autre part ont montré que les résultats obtenus dans ce formalisme faisaient apparaître des structures parasites. En particulier Saruis et al. [152], dans le cas du noyau $^{16}_{8}O$, obtiennent par la méthode des "voies couplées" un résultat semblable à ceux obtenus par Buck et al. [153] et par Raynal et al. [127], confirmant que la structure fine de la résonance géante de $^{16}_{8}O$ ne peut s'obtenir dans l'approximation 1 particule-1 trou. On sait que dans ce cas, cette structure a été expliquée par Gillet et al. [28] par l'introduction

en particulier d'états quasi-liés 2 particules-2 trous. Il est possible que l'introduction de tels états, de type n particules-n trous, puisse expliquer la structure que nous observons [154].

Néanmoins, nous nous proposons d'examiner la structure apparaissant au seuil de la réaction $^{208}_{82}Pb(\gamma,n)$ aux énergies suivantes : 7,6 MeV , 8 MeV et 8,3 MeV, car elle peut être corrélée à d'autres résultats expérimentaux. En effet Bowman et al. [155], et Baglan et al. [156] ont récemment mesuré le spectre énergétique des photoneutrons, par la méthode du temps de vol, en bombardant une cible de $^{208}_{82}Pb$ avec un faisceau de rayonnement de freinage dont l'énergie maximale dépasse de quelques centaines de keV le seuil de la réaction (γ,n). Si l'on suppose que tous les photoneutrons sont directement émis vers le niveau fondamental de $^{207}_{82}Pb$, une telle expérience permet de définir la forme de la courbe de section efficace $\sigma_{\gamma,n}$, c'est-à-dire celle de la courbe de section efficace totale σ_T, avec une précision en énergie remarquable, donnée par la méthode utilisée pour la détection des photoneutrons, soit dans ce cas $\Delta E \simeq$ quelques keV. Leur résultat expérimental est représenté sur la figure IV.7.a, sur laquelle apparaissent un grand nombre de pics correspondant à des configurations compliquées, à grand nombre de particules et de trous, représentant dans le modèle de Bohr les états à longue durée de vie associés au noyau composé. Puisque nos mesures ont été effectuées avec une résolution en énergie plus mauvaise, de l'ordre de 150 keV, nous ne pouvons espérer qu'observer les états à courte durée de vie, c'est-à-dire les états "porte" 1 particule-1 trou, créés par l'absorption dipolaire E1.

Nous avons donc effectué la convolution de la section efficace de la figure IV.7.a par la fonction de résolution expérimentale $N(E,E_i)$, supposée gaussienne, de la raie de photons monochromatiques où $dN = N(E,E_i)dE$ est le nombre de photons d'énergie E, à dE près, pour une énergie moyenne E_i du faisceau incident. Le résultat obtenu est représenté en trait pointillé sur la figure IV.7.b, alors que la ligne continue représente le résultat expérimental.

Si l'on tient compte des erreurs possibles, dues à l'efficacité de détection et à la normalisation des résultats, dans les mesures relatives aux spectres de photoneutrons, et de l'approximation selon laquelle ces photoneutrons sont émis vers le niveau fondamental de $^{207}_{82}Pb$, on observe qu'un accord raisonnable existe entre nos points expérimentaux et la courbe calculée.

On peut d'ailleurs remarquer que certains états 1 particule-1 trou, $J^{\pi} = 1^{-}$, se situent dans cette région d'énergie pour $^{208}_{82}Pb$ et leurs énergies non perturbées sont :

- pour les configurations proton-trou de proton : 7,69 MeV $(d^{-1}_{3/2}\ p_{3/2})$ et 7,7 MeV $(g^{-1}_{7/2}\ h_{9/2})$ correspondant à des états liés, et 8,18 MeV $(s^{-1}_{1/2}\ p_{1/2})$ et 8,53 MeV $(d^{-1}_{3/2}\ p_{1/2})$ correspondant à des états résonants ;

- pour les configurations liées neutron-trou de neutron : 7,7 MeV $(h^{-1}_{9/2}\ i_{11/2})$ 8,28 MeV $(f^{-1}_{7/2}\ g_{7/2})$ et 9,4 MeV $(h^{-1}_{9/2}\ g_{7/2})$.

Enfin, Axel et al. [157], par l'étude de la réaction $^{208}_{82}Pb(\gamma,\gamma)$ au dessous du seuil de la réaction (γ,n) ont également observé dans la courbe de section efficace trois pics, de largeur semblable à celle obtenue dans nos résultats, centrés aux énergies suivantes : 6,7 MeV, 7,03 MeV et 7,3 MeV.

Nous pensons donc que cette structure au voisinage de 7 MeV correspond à des états simples 1 particule-1 trou qui n'ont pas été complètement dépouillés de leur intensité d'absorption dipolaire au profit de l'état cohérent qui constitue la résonance géante.

IV.4.2. La résonance géante des noyaux $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $^{141}_{59}Pr$ *et* $^{142}_{60}Nd$ [91-92].

Tous ces noyaux ont un nombre de neutrons égal ou voisin de N=82 et nous avons montré dans le précédent chapitre les résultats expérimentaux correspondants. En particulier nous avons vu (Figure III.8 et Figure III.11) que les sections efficaces photoneutroniques présentaient toutes des structures semblables, que le modèle collectif n'expliquait pas. En est donc tenté de relier cette similitude dans les structures observées à la présence d'états 1 particule-1 trou créés par

absorption dipolaire dans le coeur à N=82 neutrons.

De récentes expériences (d,p) permettent d'identifier la position des états à une particule dans les noyaux à N=83 neutrons. En particulier Christensen et al. [158], Wiedner et al. [159] et Von Ehrenstein et al. [160] ont montré que pour les noyaux $^{139}_{56}Ba$, $^{141}_{58}Ce$, $^{143}_{60}Nd$ et $^{145}_{62}Sm$ les états de neutron étaient semblables.

Par ailleurs les états de trou dans les noyaux $^{137}_{56}Ba$, $^{139}_{58}Ce$, $^{141}_{60}Nd$ et $^{143}_{62}Sm$ ont été étudiés par réaction (p,d) par Yagi et al. [161] et très récemment par Chaumeaux et al. [162].

Bien que la situation soit moins simple que dans le cas de $^{208}_{82}Pb$, nous avons pu calculer les positions moyennes des énergies de particule et de trou, ε'_p et ε'_t, dont les valeurs sont données dans le tableau IV.3, où nous avons choisi pour origine des énergies les niveaux fondamentaux des noyaux $_ZA_{83}$ et $_ZA_{81}$ respectivement. Si on désigne alors par B_n et B'_n les énergies de liaison du neutron dans les noyaux $_ZA_{83}$ et $_ZA_{82}$ respectivement, il est facile de voir que pour les noyaux $_{56}Ba$, $_{57}La$, $_{58}Ce$, $_{59}Pr$ et $_{50}Nd$ on a $B'_n - B_n = 3,7 \pm 0,1$ MeV. Les énergies non perturbées ε_{pt} des configurations neutron-trou de neutron, correspondant à un saut de couche avec $J^{\pi} = 1^-$, peuvent alors être calculées aisément à partir de la relation :

$$\varepsilon_{pt} = B'_n - B_n + \varepsilon'_p + \varepsilon'_t \qquad \text{(IV.4.3)}$$

et les valeurs correspondantes sont données dans le tableau IV.4. Certains de ces états particule-trou ont été observés dans la désexcitation d'états analogues par Von Brentano et al. [163] et Moore et al. [164] en étudiant respectivement les réactions $^{140}_{58}Ce(p,p')$ et $^{136}_{54}Xe(p,p')$. Les énergies réelles des configurations $(p_{3/2}\ s^{-1}_{1/2})$ et $(p_{3/2}\ d^{-1}_{3/2})$ sont comprises entre 4,2 MeV et 4,6 MeV alors que les valeurs données dans le tableau IV.4 sont respectivement de 4,8 MeV et 5 MeV.

Cependant les énergies non perturbées ε_{pt} que nous avons calculées sont toutes comprises entre 4,8 MeV et 10,5 MeV, alors que les structures observées expérimentalement sur les courbes de section efficace photoneutronique apparais-

sent entre 10 MeV et 17 MeV. Il est donc impossible de pouvoir les associer à la présence d'états simples 1 particule-1 trou, incomplètement dépouillés de leur intensité d'absorption dipolaire. Il est également peu vraisemblable qu'un calcul microscopique du type de ceux qui ont été effectués pour les états dipolaires de $^{208}_{82}Pb$ puisse reproduire la position en énergie de la résonance géante centrée expérimentalement à 15 MeV environ.

On peut évidemment essayer d'expliquer les modulations présentes sur les courbes de section efficace, et leur similitude, par l'existence de configurations quasi-liées n particules-n trous, ou par des effets de couche profonde, le trou de neutron étant créé dans la couche 2s-1d par exemple. Mais aucune donnée expérimentale n'existe et aucun calcul n'a été fait dans cette région de masse permettant de vérifier une telle interprétation.

Enfin, on sait que des effets d'interférence peuvent exister entre les états analogues et les états dipolaires, comme le montre la relation IV.3.6 et comme l'ont suggéré Ejiri et al. [132]. Or les états analogues du niveau fondamental et du premier niveau excité à 0,67 MeV de $^{141}_{58}Ce$ ont été observés à 14,9 MeV et 15,6 MeV dans $^{141}_{59}Pr$ d'une part par Ejiri et al. [169] à l'aide de la réaction $^{140}_{58}Ce(p,\gamma_o)$, d'autre part par Shoda et al. [166] à l'aide de la réaction $^{141}_{59}Pr(e,e'p_o)$. L'existence d'une structure à ces énergies apparaît sur la courbe de section efficace photoneutronique de $^{141}_{59}Pr$, comme le montre la figure III.7 ; mais une structure semblable est visible en particulier pour les noyaux $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$ et $_{58}Ce$ (Figure III.8), alors que les états analogues correspondants ne peuvent se trouver qu'à des énergies supérieures, soit 16,5 MeV, 17,9 MeV et 19,5 MeV respectivement. Par conséquent, l'interprétation des modulations, observées sur les courbes de section efficace photoneutronique des noyaux à N=82 neutrons, par l'existence d'interférences entre des états analogues et des états dipolaires ne peut être retenue pour tous les noyaux étudiés.

A l'heure actuelle aucun modèle ne permet de rendre compte de manière satisfaisante des sections efficaces photoneutroniques observées expérimentalement

dans cette région de masse.

IV.4.3. Les états dipolaires des noyaux à nombre de neutrons N voisin de 50 [167].

L'étude de la région de masse A ≃ 90 présente de l'intérêt pour les raisons suivantes :

i) L'énergie moyenne de leur résonance géante se situe à 17 MeV environ, alors que les énergies d'excitation des premiers états analogues, dans ces mêmes noyaux, se situent entre 12 MeV et 15 MeV environ. Si l'on retient l'hypothèse d'une interférence entre les états dipolaires et certains états analogues, on se trouve du point de vue expérimental dans une meilleure situation que précédemment lors de l'étude des noyaux à N = 82 neutrons.

ii) Dans le cadre du modèle particule-trou, Morinaga [168] et Fallieros et al. [133] ont prévu un dédoublement de la résonance géante dipolaire correspondant respectivement aux transitions dipolaires $\Delta T = 0$ et $\Delta T = 1$. En particulier les noyaux $^{88}_{38}Sr$ et $^{90}_{40}Zr$ ont fait l'objet de travaux théoriques.

iii) Enfin un nombre important de résultats expérimentaux ont été obtenus dans cette région de masse et nous nous sommes donc proposés de comparer nos mesures d'absorption photoneutronique aux résultats d'expériences (p,γ_o), $(e,e'p_o)$ et (γ,γ) lorsqu'ils existaient.

IV.4.3.a) Résultats des mesures des sections efficaces photoneutroniques des noyaux $^{}_{37}Rb$, $^{}_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nb$. Les cibles utilisées ont pour composition isotopique celle de l'élément naturel, à l'exception de la cible de zirconium qui était une cible enrichie à 96,6% de $^{90}_{40}Zr$.

Les figures IV.8, IV.9, IV.10, IV.11 et IV.12 représentent les différentes sections efficaces partielles $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn}$ et $\sigma_{\gamma,2n}$ obtenues ; les barres d'erreur ne tiennent compte que des erreurs statistiques que l'on a minimisées en multipliant le nombre de mesures pour des efficacités de détection des photoneutrons variables. Si on prend en compte l'erreur associée à la détermination du flux de photons incidents sur la cible, la valeur absolue de la section efficace d'absorption photo-

neutronique est connue avec une précision de ± 10 mb.

La figure IV.13 montre les sections efficaces photoneutroniques totales $\sigma_N(E) = \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn} + \sigma_{\gamma,2n}$, ainsi que leur meilleure représentation par l'expression mathématique (III.1.22) :

$$\sigma_L = \sigma_1 \frac{(E\Gamma_1)^2}{(E^2-E_1^2)^2 + (E\Gamma_1)^2} \qquad \text{(IV.4.4)}$$

déterminée par ajustement aux points expérimentaux situés dans la partie centrale de la résonance géante, entre 14 MeV et 18 MeV.

Nous donnons dans le tableau IV.5 les valeurs des paramètres E_1, Γ_1 et σ_1 correspondant à chacun des noyaux étudiés et nous les comparons à celles obtenues par Yergin et al. [169] d'une part et par Berman et al. [170] d'autre part. On peut constater que pour la valeur de la section efficace σ_1 un bon accord est obtenu avec les résultats de Yergin et al.

Dans le tableau IV.6 apparaissent les valeurs des règles de somme ainsi définies :

$$\sigma_o = \int_{\text{seuil}}^{E_M} \sigma_N(E)\,dE$$

$$\sigma_{-1} = \int_{\text{seuil}}^{E_M} E^{-1}\,\sigma_N(E)\,dE \qquad \text{(IV.4.5)}$$

où E_M, dont la valeur est indiquée dans ce même tableau, correspond à l'énergie d'excitation maximale de chacun des noyaux étudiés.

On observe alors que la valeur moyenne, pour les cinq corps étudiés, de la section efficace intégrée σ_o peut s'écrire :

$$\frac{\sigma_o^{\text{moyen}}}{0,06\,\frac{NZ}{A}} = 1,00 \pm 0,09 \qquad \text{(IV.4.6)}$$

alors que, comme le montre la valeur du paramètre α du tableau III.4, nous avons trouvé une valeur de ce rapport sensiblement plus élevée pour les noyaux tels que $A > 115$. Ce résultat est cependant confirmé par la synthèse des données expérimentales sur la résonance géante, publiée récemment par Firk [171], montrant que ce rapport est sensiblement constant pour les noyaux tels que $A > 120$, mais que sa valeur décroît, lorsque A décroît, pour les noyaux tels que $A < 110$.

En outre, les flèches tracées sur les figures IV.8, IV.9, IV.10, IV.11 et IV.12, révèlent, sur la partie ascendante de chacune des courbes de section efficace photoneutronique, la présence d'une structure. De plus, pour une énergie supérieure à 18 MeV environ, les points expérimentaux représentant la section efficace photoneutronique totale se situent au-dessus de la raie de Lorentz $\sigma_L(E)$, comme l'indique la figure IV.13. Nous nous proposons donc d'analyser ces résultats dans le cadre des hypothèses du modèle microscopique.

IV.4.3.b) Le modèle particule-trou et les états dipolaires des noyaux $_{37}Rb$, $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nb$. Pour faciliter le raisonnement, nous allons diviser le domaine d'énergie où se situe la résonance géante en trois zones :

i) La zone A s'étend du seuil de la réaction (γ,n) relatif au corps étudié jusqu'à l'énergie E_i du premier état analogue pouvant être excité par absorption E1.

ii) La zone B comprend la partie centrale de la résonance géante.

iii) La zone C correspond au domaine où un excès d'absorption photoneutronique est observé par rapport à la raie de Lorentz σ_L, dont l'ajustement a précisément été effectué dans la zone B.

i) Analyse de la zone A.

Nous donnons dans le tableau IV.7 les énergies E_i, précédemment définies, pour chacun des noyaux. Comme cela a été observé pour $^{208}_{82}Pb$, les modulations de la section efficace, présentes dans cette zone, peuvent être attribuées à des états simples 1 particule-1 trou incomplètement dépouillés de leur intensité d'absorption dipolaire.

Pour les configurations proton-trou de proton, les énergies de particule et de trou, ε_p et ε_t, ont été calculées par Gillet et al. [172] et par Béres et al. [173], et sont en bon accord, par exemple, avec les résultats expérimentaux obtenus par Stautberg et al. [174] et par Picard et al. [175], par l'étude de la réaction $^{88}_{38}Sr(^3He,d)$. De même les énergies de particule et de trou correspondant aux configurations neutron-trou de neutron ont été calculées par Béres et al. [173] et sont également confirmées, par exemple, par l'étude des réactions $^{90}_{40}Zr(^3He,\alpha)$ et $^{88}_{38}Sr(^3He,\alpha)$ effectuée par Bassani et al. [176] et par celle de la réaction $^{90}_{40}Zr(p,d)$ effectuée par Taketani et al. [177].

Le tableau IV.8 donne, pour les noyaux pair-pair $^{88}_{38}Sr$ et $^{90}_{40}Zr$, les valeurs des énergies non perturbées ε_{pt} des excitations élémentaires 1 particule-1 trou, correspondant à un saut de couche avec $J^\pi = 1^-$, et nous avons supposé pour calculer les énergies des états neutron-trou de neutron, avec un trou de neutron dans la couche $1f_{7/2}$, une interaction spin-orbite de 4,5 MeV. Si on admet une interaction identique pour les protons, on obtient respectivement pour les configurations proton-trou de proton $1f^{-1}_{7/2} - 2d_{5/2}$ et $1f^{-1}_{7/2} - 1g_{9/2}$ des énergies non perturbées de 13,7 MeV et de 10,5 MeV.

Or sur les figures IV.9, IV.10, IV.11 et IV.12, une structure, repérée par certaines flèches en trait pointillé, apparaît respectivement aux énergies suivantes :

- 11,5 MeV, 12,6 MeV et 13,8 MeV pour $_{38}Sr$
- 12,3 MeV pour $^{89}_{39}Y$
- 12,5 MeV et 13,2 MeV pour $^{90}_{40}Zr$
- 9,8 MeV et 12,6 MeV pour $^{93}_{41}Nb$.

Si l'on veut interpréter cette structure par la présence d'états simples 1 particule-1 trou, on est conduit à admettre l'existence de configurations ayant soit un trou de neutron, soit un trou de proton dans la couche $1f_{7/2}$.

ii) Analyse de la zone B.

Le manque de données expérimentales concernant les noyaux $^{85}_{37}Rb$, $^{87}_{37}Rb$ et $^{93}_{41}Nb$ ne facilite pas la recherche d'une interprétation pour les structures observées sur les courbes de section efficace photoneutronique correspondante. Au contraire, les noyaux $^{88}_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$ et $^{90}_{40}Zr$ ont été récemment étudiés dans divers laboratoires ; c'est ainsi que l'identification de résonances analogues par l'étude des réactions (p,p'), (p,n), (p,γ_o) et $(e,e'p_o)$ a fait l'objet de plusieurs travaux

En particulier nous comparons sur les figures IV.14 et IV.15 les sections efficaces photoneutroniques totales de $_{38}Sr$ et $^{90}_{40}Zr$ aux résultats des expériences $^{87}_{37}Rb(p,\gamma_o)^{88}_{38}Sr$ et $^{89}_{39}Y(p,\gamma_o)^{90}_{40}Zr$ étudiées par Hasinoff et al. [178] et des expériences $^{88}_{38}Sr(e,e'p_o)$ et $^{90}_{40}Zr(e,e'p_o)$ étudiées par Shoda et al. [179].

Sur la figure IV.14.a les flèches indicées par la lettre "H" donnent la position des résonances analogues ($J^\pi = 1^-$) observées dans la réaction $^{87}_{37}Rb(p,\gamma_o)^{88}_{38}Sr$ par Hasinoff et al. aux énergies d'excitation 15,7 MeV, 16 MeV, 17,2 MeV, 17,8 MeV, 19,2 MeV, 20,6 MeV et 21,3 MeV, alors que les flèches indicées par la lettre "S" repèrent les principaux états analogues ($J^\pi = 1^-$) observés par Shoda et al., en étudiant les spectres des photoprotons émis dans la réaction $^{88}_{38}Sr(e,e'p)$, et localisés aux énergies 16,6 MeV, 17,6 MeV et 21 MeV.

De même sur la figure IV.15.a, relative au noyau $^{90}_{40}Zr$, nous avons indiqué les énergies d'excitation 14,4 MeV, 16,3 MeV, 17,2 MeV, 19,2 MeV et 20,8 MeV correspondant aux résonances analogues observées par Hasinoff et al., et 16,3 MeV et 20 MeV associées aux états analogues vus par Shoda et al. Il faut remarquer que Black et al. [180], en étudiant les réactions $^{89}_{39}Y(p,\gamma_o)$ et $^{89}_{39}Y(p,n)$, ont situé les deux premières résonances analogues aux énergies d'excitation 14,5 MeV et 16,4 MeV, alors que Axel et al. [181] ont identifié une résonance analogue pour une énergie d'excitation de 21 MeV, en bon accord avec les résultats de Hasinoff et al. et de Shoda et al., ci-dessus mentionnés.

Ainsi pour les noyaux $_{38}Sr$ et $^{90}_{40}Zr$, il existe une certaine correspondance

entre les positions des états analogues de spin et de parité $J^{\pi} = 1^{-}$ et les structures observées, entre 14 MeV et 18 MeV environ, sur les courbes de section efficace photoneutronique.

Récemment la réaction $^{88}_{38}Sr(p,\gamma_o)^{89}_{39}Y$ a été étudiée à Stony-Brook par Paul [182] et la section efficace expérimentale révèle l'existence de résonances analogues de spin et de parité $J^{\pi} = 1/2^{+}$, $3/2^{+}$ aux énergies d'excitation 13,1 MeV, 14,1 MeV, 14,5 MeV, 15,8 MeV, 16,8 MeV, 17,5 MeV, 19 MeV, 20,3 MeV et 22 MeV, confirmant les résultats obtenus antérieurement par Shafroth et al. [183] et par Cosman et al. [184]. Les positions des énergies correspondantes sont repérées par des flèches indicées par la lettre "P" sur la figure IV.16, représentant la section efficace photoneutronique totale de $^{89}_{39}Y$. Dans ce cas également une certaine corrélation existe entre la structure de la résonance géante et la présence d'états analogues pouvant être excités par absorption dipolaire E1.

Nous pensons donc avoir établi, dans le cas des noyaux à nombre de neutrons voisin de N=50, la possibilité d'interférences entre certains états analogues et les états dipolaires. Comme le montre la relation IV.3.7, équivalente à la relation IV.3.6, une telle corrélation s'explique par l'adjonction aux excitations classiques 1 particule-1 trou, de certaines configurations 2 particules-2 trous, dont la paire particule-trou supplémentaire est couplée au spin J=0 et à l'isospin T=0 ou T=1, ce qui permet de construire des états dipolaires ayant une bonne valeur T ou T+1 du nombre quantique d'isospin, si T est la valeur de l'isospin du niveau fondamental du noyau considéré (figure IV.4). Dans le cadre du modèle en couches, Fallieros et al. [133] et récemment Vergados et al. [185] ont, dans ce formalisme, calculé respectivement les transitions dipolaires dans le domaine de la résonance géante de $^{88}_{38}Sr$ et $^{90}_{40}Zr$ d'une part, et de $^{89}_{39}Y$ d'autre part. Cependant les approximations faites dans les calculs sur les valeurs des énergies non perturbées et sur l'indépendance de l'énergie de symétrie U par rapport au spin j de la couche considérée, et le choix, fait par Fallieros et al., d'une interaction

schématique de type Brown-Bolsterli [117] ne permettent pas une comparaison directe des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux. Néanmoins ces calculs mettent clairement en évidence la possibilité de corrélation entre les états analogues et les états dipolaires, et de plus conduisent à la prédiction d'un dédoublement, de nature isotopique, de la résonance géante dipolaire : c'est ce dernier point que nous allons maintenant examiner.

iii) Analyse de la zone C.

La figure IV.13 montre que pour une énergie d'excitation supérieure à 18 MeV environ, la raie de Lorentz $\sigma_L(E)$, représentant au mieux la résonance géante dans la zone B, se situe nettement en dessous des points expérimentaux correspondant à $\sigma_N(E)$.

En particulier pour les noyaux $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$ et $^{90}_{40}Zr$ on observe un excès d'absorption photoneutronique $\sigma_N(E) - \sigma_L(E)$ centré approximativement sur 23 MeV, en accord raisonnable avec la relation (IV.3.12). De plus, les structures situées entre 19 MeV et 25 MeV correspondent de manière satisfaisante à celles observées indépendamment par Axel et al., Hasinoff et al., Shoda et al., et Paul. Par ailleurs, Berman et al. [170] étudiant à l'aide d'un faisceau de photons quasi-monochromatiques la résonance géante des noyaux $^{89}_{39}Y$ et $^{90}_{40}Zr$ ont également mis en évidence un excès d'absorption photoneutronique à haute énergie d'excitation. Il faut souligner que le caractère dipolaire des transitions électromagnétiques a pu être établi par Hasinoff et al. grâce à la mesure des distributions angulaires des photons émis dans les réactions $^{87}_{37}Rb(p,\gamma_o)$ et $^{89}_{39}Y(p,\gamma_o)$.

Récemment enfin Arenhövel et al. [186] ont étudié la réaction $^{89}_{39}Y(\gamma,\gamma)$ et montré que la section efficace correspondante avait un caractère dipolaire et présentait un dédoublement qu'ils ont attribué à l'excitation d'états dipolaires analogues. Utilisant alors les formules de dispersion et le théorème optique, on peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\,(1 + \cos^2\theta)\,\left|R(E,\ \theta = 0)\right|^2 \qquad \text{(IV.4.7)}$$

où R(E, θ = 0) est l'amplitude de diffusion vers l'avant définie par :

$$R(E,\ \theta = 0) = \frac{E^2}{2\pi^2\hbar c}\ \text{V.P.} \int \frac{\sigma_N(E')dE'}{E'^2-E^2} - \frac{Ze^2}{AMC^2} + i\ \frac{E\sigma_N(E)}{4\pi\hbar c} \qquad \text{(IV.4.8)}$$

Dans (IV.4.8) on a identifié la section efficace photoneutronique totale à la section efficace totale d'absorption ; ceci revient à négliger $\sigma(\gamma,p)$ devant σ_N, ce qui est en partie justifié par l'estimation faite de $\sigma(\gamma,p_o)$ par Shoda et al. Les relations précédentes permettent alors de calculer à partir des données expérimentales représentant $\sigma_N(E)$ la section efficace de diffusion, et nous comparons sur la figure IV.17 le résultat d'un tel calcul aux points expérimentaux obtenus par Arenhövel et al. Comme on peut le constater, la comparaison est très satisfaisante, en particulier dans la zone d'énergie située au-delà de 18 MeV, où l'on s'attend à trouver une concentration des états dipolaires analogues.

Si on ne tient pas compte des simplifications introduites dans les calculs théoriques de Fallieros et al, et de Vergados et al, qui permettent de situer l'état cohérent correspondant aux transitions dipolaires ΔT = 0 entre 16 MeV et 17 MeV, ce qui est conforme au résultat expérimental, on observe un bon accord entre les résultats expérimentaux que nous avons obtenus et ceux du calcul prévoyant une concentration des états dipolaires analogues associés aux transitions ΔT = 1 aux énergies suivantes :

- 18,8 MeV et 20,5 MeV pour le noyau $^{88}_{38}Sr$ (les configurations $2d_{5/2}\ f^{-1}_{7/2}$ et $g_{7/2}\ f^{-1}_{5/2}$ étant prépondérantes).

- 20,3 MeV et 22,3 MeV pour le noyau $^{90}_{40}Zr$ (les configurations $2d_{5/2}\ f^{-1}_{7/2}$, $g_{7/2}\ f^{-1}_{5/2}$ et $2d_{3/2}\ f^{-1}_{5/2}$ étant prépondérantes).

- 19 MeV et 24 MeV pour le noyau $^{89}_{39}Y$.

En admettant alors que la raie de Lorentz $\sigma_L(E)$ extrapolée à haute énergie représente l'absorption dipolaire associée aux transitions ΔT = 0 et que la section efficace relative aux transitions dipolaires ΔT = 1 est donnée par :

$$\sigma(T+1) = \sigma_N(E) - \sigma_L(E) \qquad \text{(IV.4.9)}$$

on peut calculer les expressions suivantes :

$$\sigma_{-1}(T+1) = \int E^{-1} \, (\sigma_N - \sigma_L) dE$$

$$\sigma_{-1}(T) = \sigma_{-1} - \sigma_{-1}(T+1) \qquad \text{(IV.4.10)}$$

Nous donnons dans le tableau IV.9 les valeurs correspondantes de ces sections efficaces pondérées pour les cinq corps que nous avons étudiés, et nous comparons les résultats ainsi obtenus à ce que donne la relation (IV.3.13) qui s'écrit

$$\frac{\sigma_{-1}(T+1)}{\sigma_{-1}(T)} \simeq \frac{1}{T} \; \frac{1 - \alpha_1}{1 + \frac{\alpha_1}{T}} \qquad \text{(IV.4.11)}$$

avec

$$\alpha_1 \simeq \frac{3T}{2A^{2/3}} \quad .$$

Un accord satisfaisant est observé pour les noyaux $_{37}Rb$, $^{89}_{39}Y$ et $^{93}_{41}Nb$, mais les valeurs expérimentales de $\frac{\sigma_{-1}(T+1)}{\sigma_{-1}(T)}$ pour les noyaux $_{38}Sr$ et $^{90}_{40}Zr$ sont plus élevées que celles déduites de la relation (IV.4.11) sans cependant atteindre la valeur maximale 1/T correspondant à $\alpha_1 = 0$. Nous avons, ici aussi, négligé la contribution protonique pourtant favorisée par la conservation de l'isospin dans la désexcitation des états dipolaires analogues. En fait, d'après les résultats de Shoda et al., la section efficace $\sigma(\gamma,p_o)$, associée à l'émission de protons vers le niveau fondamental du noyau A-1, est de l'ordre de 5 mb à 10 mb dans cette région de masse, ce qui entraîne une légère augmentation de la valeur du rapport $\frac{\sigma_{-1}(T+1)}{\sigma_{-1}(T)}$.

Nos résultats mettent ainsi en évidence, pour les noyaux à nombre de neutrons N voisin de 50, l'existence d'un excès d'absorption photoneutronique au delà du pic principal d'absorption photonucléaire. Ce résultat expérimental s'explique par la considération du nombre quantique d'isospin pour décrire les états dipolaires de la résonance géante.

Mais nous n'avons pas pu vérifier expérimentalement le bien-fondé de cette hypothèse en déterminant par exemple l'isospin des états dipolaires comme cela a été fait dans le cas du noyau de $^{26}_{12}Mg$ par Wu et al. [187] en analysant les spectres de photoneutrons ; en effet les caractéristiques du faisceau de photons monochromatiques utilisé ne permettent pas la réalisation de telles expériences. Néanmoins, de l'examen des courbes de sections efficaces partielles, il est clair, en particulier pour les noyaux $_{37}Rb$, $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$ et $^{90}_{40}Zr$, que la section efficace $\sigma_{\gamma,2n}$ a un comportement différent de celui observé pour les noyaux plus lourds, se traduisant par l'absence de compétition purement statistique entre les émissions d'un neutron et de deux neutrons (chapitre III, paragraphe III.3). De plus l'extrapolation à haute énergie de la raie de Lorentz $\sigma_L(E)$ montre qu'au dessus de 22 MeV cette représentation mathématique rend bien compte de la section efficace expérimentale $\sigma_{\gamma,2n}$, ce qui apparaît sur la figure IV.18 ; ceci suggère que l'émission successive de deux neutrons pourrait provenir essentiellement des états dipolaires créés par les transitions $\Delta T = 0$, ce qui est permis par les règles de conservation de l'isospin et ne contredit pas l'hypothèse, que nous avons faite, selon laquelle la raie de Lorentz représente la section efficace associée à de telles transitions. L'émission neutronique à partir des états dipolaires analogues ne pourrait alors se produire que par les réactions $(\gamma, p \rightarrow n)$ ou $(\gamma, n \rightarrow p)$ et $(\gamma, n\gamma')$.

Les deux premières réactions conservent l'isospin, à condition que l'émission neutronique dans la réaction $(\gamma, n \rightarrow p)$ s'effectue par l'intermédiaire des états analogues du noyau A-1, comme l'a proposé Spicer [188]. Cependant compte tenu des énergies de seuil et de la barrière coulombienne relative aux protons, ce type de réactions ne peut expliquer l'excès d'absorption photoneutronique observé dès 19 MeV environ. De plus il a été possible dans le cas du noyau $^{89}_{39}Y$ de mettre en évidence la prépondérance de la réaction $(\gamma, n\gamma')$ sur les deux autres.

En effet, le noyau $^{88}_{39}Y$ possède un niveau isomère de spin et de parité $J^\pi = 1^+$, situé à 394 keV au-dessus du niveau fondamental, et dont le temps de vie

est de 0,3 ms. On a donc pu mesurer, en fonction de l'énergie d'excitation, le taux de la transition correspondante pendant une porte en temps de 1 ms de large, convenablement réglée par rapport aux impulsions de l'accélérateur distantes de 2 ms. La figure IV.19.a représente schématiquement cette séquence de portes en temps, et la section efficace $\sigma^{m}_{\gamma,n}$ du processus $^{89}_{39}Y(\gamma, n\gamma')^{88}_{39}Y^{m}$ est reportée sur la figure IV.19.b. Une structure nette apparaît à environ 19,3 MeV, et le fait que le rapport $\sigma^{m}_{\gamma,n}/\sigma_{\gamma,n}$ reste pratiquement constant en prenant les valeurs 0,35 ± 0,07 ; 0,4 ± 0,07 et 0,37 ± 0,07 pour 16,6 MeV, 20 MeV et 23 MeV respectivement, suggère que dans ce noyau les voies de sortie associées aux états dipolaires analogues correspondent préférentiellement à l'émission d'un neutron suivie d'une ou de plusieurs transitions γ. Le problème soulevé dans l'émission neutronique par la conservation de l'isospin reste donc entier, mais comme le dit Temmer [189] : "Neutron decay of isobaric analogue states is indeed forbidden but is nevertheless a fact of life". Il est en effet couramment admis que le mélange entre les états d'isospin T+1 et ceux d'isospin T, beaucoup plus nombreux, est une des raisons prédominantes de l'émission neutronique qui a par exemple permis à Fox et al. [190] d'observer les premières résonances analogues dans l'étude de la réaction $^{89}_{39}Y(p,n)$.

IV.5 CONCLUSION

Nous venons d'exposer les résultats expérimentaux, obtenus par mesure des sections efficaces photoneutroniques, concernant les états dipolaires de la résonance géante d'un certain nombre de noyaux situés près des couches magiques : $^{208}_{82}Pb$; $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $^{141}_{59}Pr$ et $^{142}_{60}Nd$; $_{37}Rb$, $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nd$. Grâce aux techniques expérimentales utilisées nous avons pu mettre en évidence, pour la première fois, la présence de structures dans la résonance géante de tous ces noyaux, et nous avons essayé de la rapprocher de résultats expérimentaux plus fins tels que ceux provenant de la mesure des spectres de photoneutrons ou déduits

d'expériences telles que les réactions (p,γ_o) et $(e,e'p_o)$. A l'exception des noyaux à N ≃ 82 neutrons, les corrélations que nous avons observées révèlent l'existence de points communs entre ces diverses méthodes d'étude des états dipolaires situés dans le domaine de la résonance géante, dont la description par le modèle particule-trou semble bien adaptée. On sait, par ailleurs, que ce modèle rend compte de la situation expérimentale en ce qui concerne la résonance géante des noyaux légers ; de plus il a le mérite de décrire les divers états d'excitation nucléaire dans des domaines d'énergie très différents, le nombre de paramètres ajustables est faible et l'accord avec l'expérience est remarquable pour les niveaux de faible énergie d'excitation.

Nous avons donc comparé nos résultats expérimentaux aux prédictions théoriques de ce modèle. On constate alors que, si la formation d'un état cohérent, plusieurs MeV au-dessus de l'énergie moyenne des composantes particule-trou initiales est bien prévue théoriquement, sa position en énergie est calculée quelques MeV au-dessous de la valeur expérimentale, à condition de choisir une force raisonnable. Il est probable que l'introduction des états du continu, et la considération d'un puits de potentiel réaliste permettraient de réduire ce désaccord ; de plus les largeurs d'émission de particules (neutrons et protons) pourront être calculées permettant une comparaison plus fructueuse de la théorie et de l'expérience.

Nous avons montré enfin que, pour les noyaux à nombre de neutrons N voisin de 50, le modèle microscopique permettait de comprendre au moins qualitativement, grâce à la considération de configurations 2 particules-2 trous, l'excès d'absorption photoneutronique expérimentalement observé. Il semble bien que l'introduction d'excitations à grand nombre de quasi-particules soit nécessaire pour comprendre en particulier les structures présentes sur les courbes de sections efficaces de photoabsorption.

Mais il faut reconnaître que ce domaine est neuf et que les données expérimentales ne sont pas toujours complètes. C'est ainsi que l'étude des états dipolaires pas différentes voies d'entrée semble se révéler très prometteuse et devrait être

poursuivie. Il serait également fort instructif de pouvoir analyser les diverses voies de sortie consécutives à l'absorption photonucléaire.

Tableau IV.1

Energie de seuil calculée (63)		B_n (MeV) 7,376 ± 0,007		B_{2n} (MeV) 14,109 ± 0,007		B_{3n} (MeV) 22,195 ± 0,012	B_{4n} (MeV) 28,929 ± 0,012
Energie de seuil observée		7,40 ± 0,07		14,1 ± 0,1		22,5 ± 0,5	30 ± 1
Valeur maximale de la section efficace	Réf. 136 650 ± 25	Réf. 137 495 ± 15	Réf. 138 610	Réf. 139 660 ± 60	Réf. 140 800	Réf. 141 650 ± 60	Présent travail 640 ± 20
Sections efficaces intégrées		σ_o (MeV.b) 3,50 ± 0,25		$\sigma_o / 0{,}06 \frac{NZ}{A}$ 1,17		σ_{-1} (mb) 251 ± 20	

Tableau IV.2

Energies ε_{pt} des configurations 1 particule-1 trou, $J^{\pi} = 1^{-}$, dans le $^{208}_{82}Pb$ (en MeV)

Configurations neutron-trou de neutron			Configurations proton-trou de proton		
$3p^{-1}_{1/2}$	$4s_{1/2}$	5,48	$3s^{-1}_{1/2}$	$3p_{3/2}$	7,34
$3p^{-1}_{1/2}$	$3d_{3/2}$	5,98	$3s^{-1}_{1/2}$	$3p_{1/2}$	8,18
$2f^{-1}_{5/2}$	$3d_{5/2}$	5,58	$2d^{-1}_{3/2}$	$2f_{5/2}$	7,39
$2f^{-1}_{5/2}$	$3d_{3/2}$	6,55	$2d^{-1}_{3/2}$	$3p_{3/2}$	7,69
$2f^{-1}_{5/2}$	$2g_{7/2}$	6,51	$2d^{-1}_{3/2}$	$3p_{1/2}$	8,53
$3p^{-1}_{3/2}$	$4s_{1/2}$	6,37	$1h^{-1}_{11/2}$	$1i_{13/2}$	7,17
$3p^{-1}_{3/2}$	$3d_{5/2}$	5,90	$2d^{-1}_{5/2}$	$2f_{7/2}$	6,79
$3p^{-1}_{3/2}$	$3d_{3/2}$	6,87	$2d^{-1}_{5/2}$	$2f_{5/2}$	8,71
$1i^{-1}_{13/2}$	$1j_{15/2}$	6,50	$2d^{-1}_{5/2}$	$3p_{3/2}$	9,01
$2f^{-1}_{7/2}$	$3d_{5/2}$	7,35	$1g^{-1}_{7/2}$	$1h_{9/2}$	7,71
$2f^{-1}_{7/2}$	$2g_{9/2}$	5,78	$1g^{-1}_{7/2}$	$2f_{7/2}$	8,60
$2f^{-1}_{7/2}$	$2g_{7/2}$	8,28	$1g^{-1}_{7/2}$	$2f_{5/2}$	10,52
$1h^{-1}_{9/2}$	$2g_{7/2}$	9,41	$1g^{-1}_{9/2}$	$1h_{9/2}$	11,71
$1h^{-1}_{9/2}$	$2g_{9/2}$	6,91	$1g^{-1}_{9/2}$	$2f_{7/2}$	12,60
$1h^{-1}_{9/2}$	$1i_{11/2}$	7,69			

Tableau IV.3

Energies ε'_p et ε'_t des états de particule et de trou pour la couche à N = 82 neutrons

Etats de particule	ε'_p (MeV)	Etats de trou	ε'_t (MeV)
$^{2f}_{7/2}$	0	$^{2d}_{3/2}$	0
$^{3p}_{3/2}$	1,2	$^{3s}_{1/2}$	0,25
$^{1h}_{9/2}$	1,4	$^{1h}_{11/2}$	0,75
$^{2f}_{5/2}$	≃ 1,9	$^{2d}_{5/2}$	1,58
$^{3p}_{1/2}{}^{*}$	≃ 2,1	$^{1g}_{7/2}$	2,81

* : L'énergie correspondant à cet état a été estimée en supposant une interaction spin-orbite de 0,9 MeV entre les orbites $3p_{3/2}$ et $3p_{1/2}$.

Tableau IV.4

Energies moyennes non perturbées ε_{pt} des états neutron-trou de neutron ($J^{\pi} = 1^{-}$) dans la couche N = 82

Configurations	ε_{pt} (MeV)
$2d_{3/2}^{-1}$ $3p_{3/2}$	4,8
$3s_{1/2}^{-1}$ $3p_{3/2}$	5,1
$2d_{5/2}^{-1}$ $2f_{7/2}$	5,2
$2d_{3/2}^{-1}$ $2f_{5/2}$	5,5
$2d_{3/2}^{-1}$ $3p_{1/2}$	5,7
$3s_{1/2}^{-1}$ $3p_{1/2}$	5,9
$2d_{5/2}^{-1}$ $3p_{3/2}$	6,4
$1g_{7/2}^{-1}$ $2f_{7/2}$	6,4
$2d_{5/2}^{-1}$ $2f_{5/2}$	7,1
$1g_{7/2}^{-1}$ $1h_{9/2}$	7,8
$1g_{7/2}^{-1}$ $2f_{5/2}$	8,3
$1g_{9/2}^{-1}$ $2f_{7/2}$ *	9,1
$1g_{9/2}^{-1}$ $1h_{9/2}$ *	10,5

* : Pour le calcul des énergies de ces deux dernières configurations on a supposé une interaction spin-orbite de 2,7 MeV entre les orbites $1g_{7/2}$ et $1g_{9/2}$.

Tableau IV.5

Paramètres des raies de Lorentz correspondant au meilleur ajustement de la représentation mathématique (III.1.22) aux points expérimentaux

Noyaux étudiés		σ_1 (mb)	Γ_1 (MeV)	E_1 (MeV)
$_{37}Rb$	Présent travail	192 ± 10	4,1 ± 0,15	16,75 ± 0,05
$_{38}Sr$	P. Yergin et al[169)]	201	4	16,3
	Présent travail	207 ± 10	4,2 ± 0,1	16,7 ± 0,05
$^{89}_{39}Y$	P. Yergin et al[169)]	191	3,8	16,3
	B. Berman et al[170)]	185 ± 5	3,95 ± 0,06	16,79 ± 0,04
	Présent travail	225 ± 10	4,1 ± 0,1	16,7 ± 0,05
$^{90}_{40}Zr$	P. Yergin et al[169)]	199	4,3	15,8
	B. Berman et al[170)]	185 ± 5	4,0 ± 0,06	16,83 ± 0,04
	Présent travail	211 ± 10	4,0 ± 0,1	16,65 ± 0,05
$^{93}_{41}Nb$	P. Yergin et al[169)]	195	6,8	17
	Présent travail	202 ± 10	4,7 ± 0,2	16,5 ± 0,05

Tableau IV.6

Sections efficaces intégrées σ_o, σ_{-1}

Noyaux étudiés	$_{37}Rb$	$_{38}Sr$	$^{89}_{39}Y$	$^{90}_{40}Zr$	$^{93}_{41}Nb$
σ_o (MeV.b)	1,14 ± 0,06	1,42 ± 0,07	1,36 ± 0,07	1,26 ± 0,07	1,33 ± 0,07
$\frac{\sigma_o}{0,06 \frac{NZ}{A}}$	0,92 ± 0,05	1,09 ± 0,05	1,04 ± 0,05	0,95 ± 0,05	0,97 ± 0,05
σ_{-1} (mb)	67 ± 4	80 ± 5	77 ± 5	71 ± 5	79 ± 5
E_M (MeV)	24	27	27	26	24

Tableau IV.7

Valeurs des énergies E_i (MeV) des premiers états analogues pouvant être excités par absorption E_1 dans le noyau cible

Noyau cible	$^{85}_{37}Rb$	$^{87}_{37}Rb$	^{88}Sr	$^{89}_{39}Y$	$^{90}_{40}Zr$	$^{93}_{41}Nb$
E_i (MeV)	> 11	13,9	> 15,6	13,1	> 14,2	> 13,5

Tableau IV.8

Energies ε_{pt} des configurations particule-trou ($J^{\pi} = 1^{-}$) dans les noyaux $^{88}_{38}Sr$ et $^{90}_{40}Zr$

Configurations neutron-trou de neutron	ε_{pt}(MeV) - $^{88}_{38}Sr$	ε_{pt}(MeV) - $^{90}_{40}Zr$
$2p^{-1}_{3/2}$ $2d_{5/2}$	5,6	5,9
$1f^{-1}_{5/2}$ $2d_{5/2}$	6,2	6,4
$2p^{-1}_{1/2}$ $3s_{1/2}$	6,3	7,1
$2p^{-1}_{3/2}$ $3s_{1/2}$	6,9	7,6
$2p^{-1}_{1/2}$ $2d_{3/2}$	7,0	8,2
$2p^{-1}_{3/2}$ $2d_{3/2}$	7,6	8,7
$1f^{-1}_{5/2}$ $2d_{3/2}$	$\simeq$ 8,2	$\simeq$ 9,2
$1f^{-1}_{5/2}$ $1g_{7/2}$	$\simeq$ 8,2	$\simeq$ 9,2
$1f^{-1}_{7/2}$ $2d_{5/2}$	10,7	10,9
$1f^{-1}_{7/2}$ $1g_{7/2}$	12,7	13,7

Configurations proton-trou de proton	ε_{pt}(MeV) - $^{88}_{38}Sr$ - $^{90}_{40}Zr$
$2p^{-1}_{3/2}$ $2d_{3/2}$	$\simeq$ 8,3
$2p^{-1}_{3/2}$ $2d_{5/2}$	$\simeq$ 8,3
$1f^{-1}_{5/2}$ $2d_{3/2}$	$\simeq$ 9,2
$1f^{-1}_{5/2}$ $2d_{5/2}$	$\simeq$ 9,2

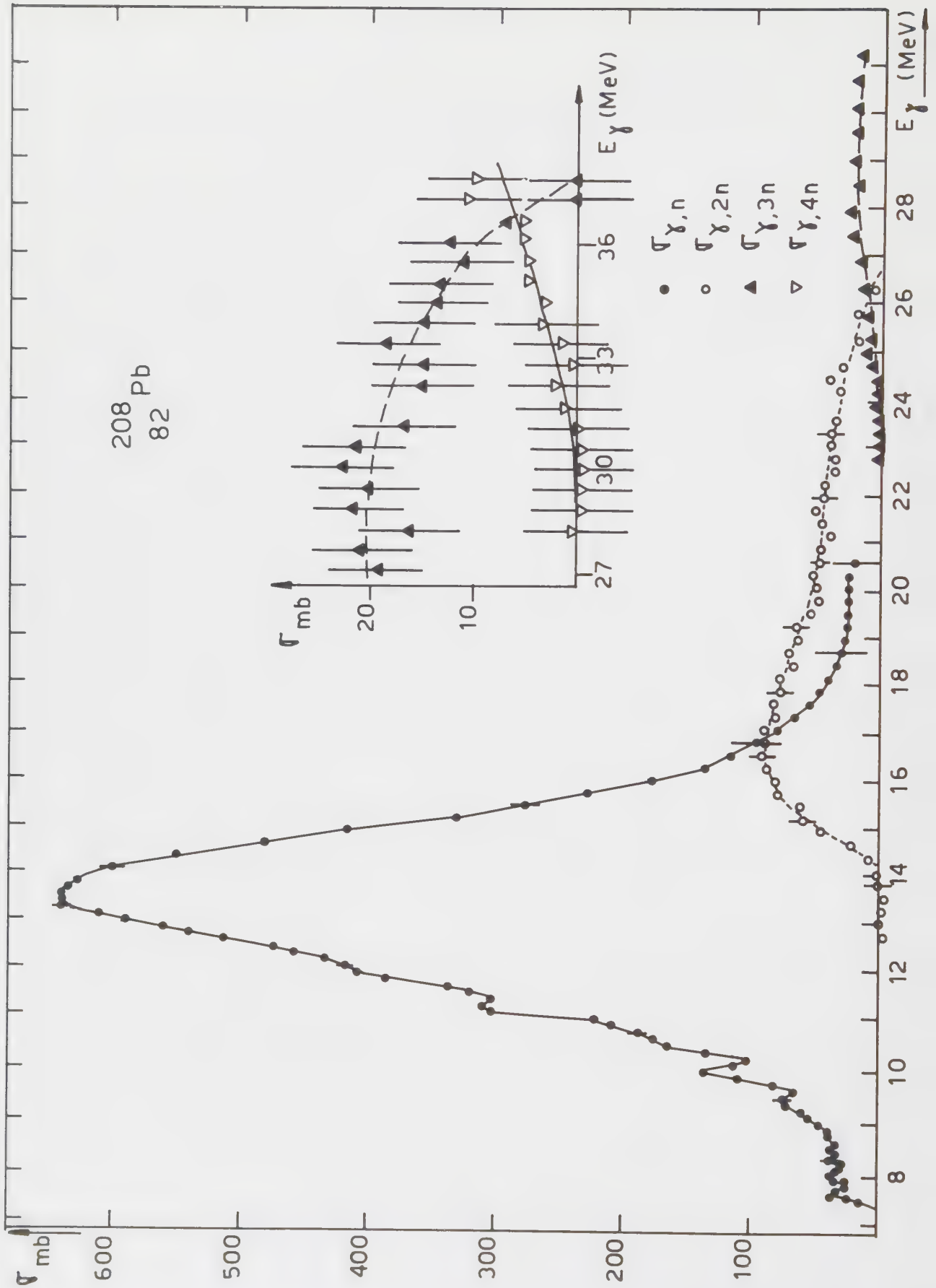
Tableau IV.9

Sections efficaces intégrées σ_{-1} pour les deux composantes T et T+1 de la résonance géante

Noyaux étudiés	$_{37}Rb$	$_{38}Sr$	$^{89}_{39}Y$	$^{90}_{40}Zr$	$^{93}_{41}Nb$
$\sigma_{-1}(T+1)$ mb	4,9 ± 0,5	10 ± 1	6 ± 0,6	8 ± 0,8	6,4 ± 0,6
$\sigma_{-1}(T)$ mb	61,7 ± 5	69,6 ± 5	70,8 ± 6	63 ± 5	72,3 ± 7
$\frac{\sigma_{-1}(T+1)}{\sigma_{-1}(T)}$ exp	0,08 ± 0,02	0,14 ± 0,03	0,08 ± 0,02	0,12 ± 0,03	0,09 ± 0,02
$\frac{\sigma_{-1}(T+1)}{\sigma_{-1}(T)}$ th	0,07*	0,08**	0,10	0,10	0,10
$\frac{1}{T}$	0,15*	0,17**	0,18	0,20	0,18

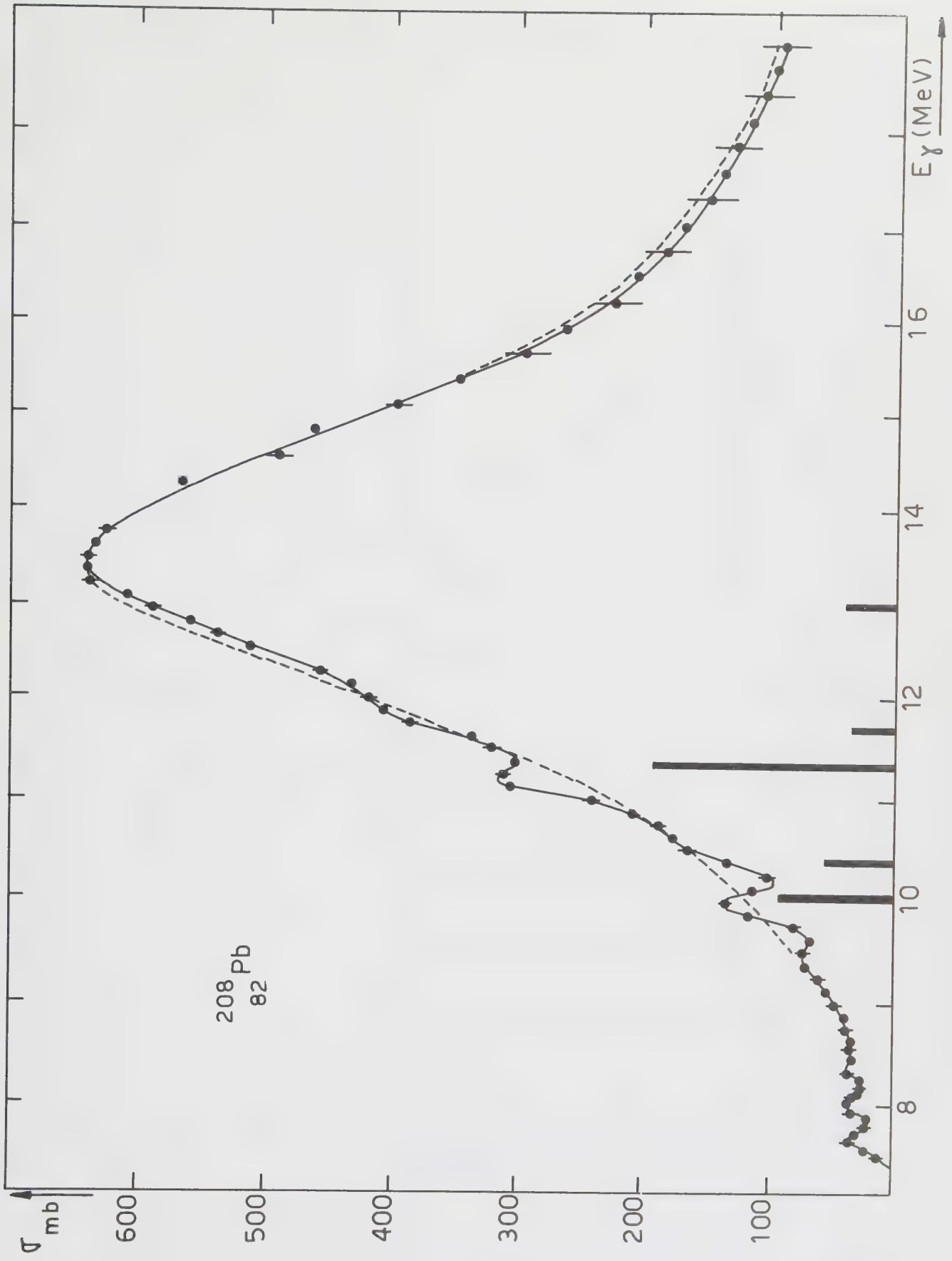
* : ces valeurs ont été calculées pour les noyaux $^{87}_{37}Rb$ et $^{88}_{38}Sr$ respectivement.

**



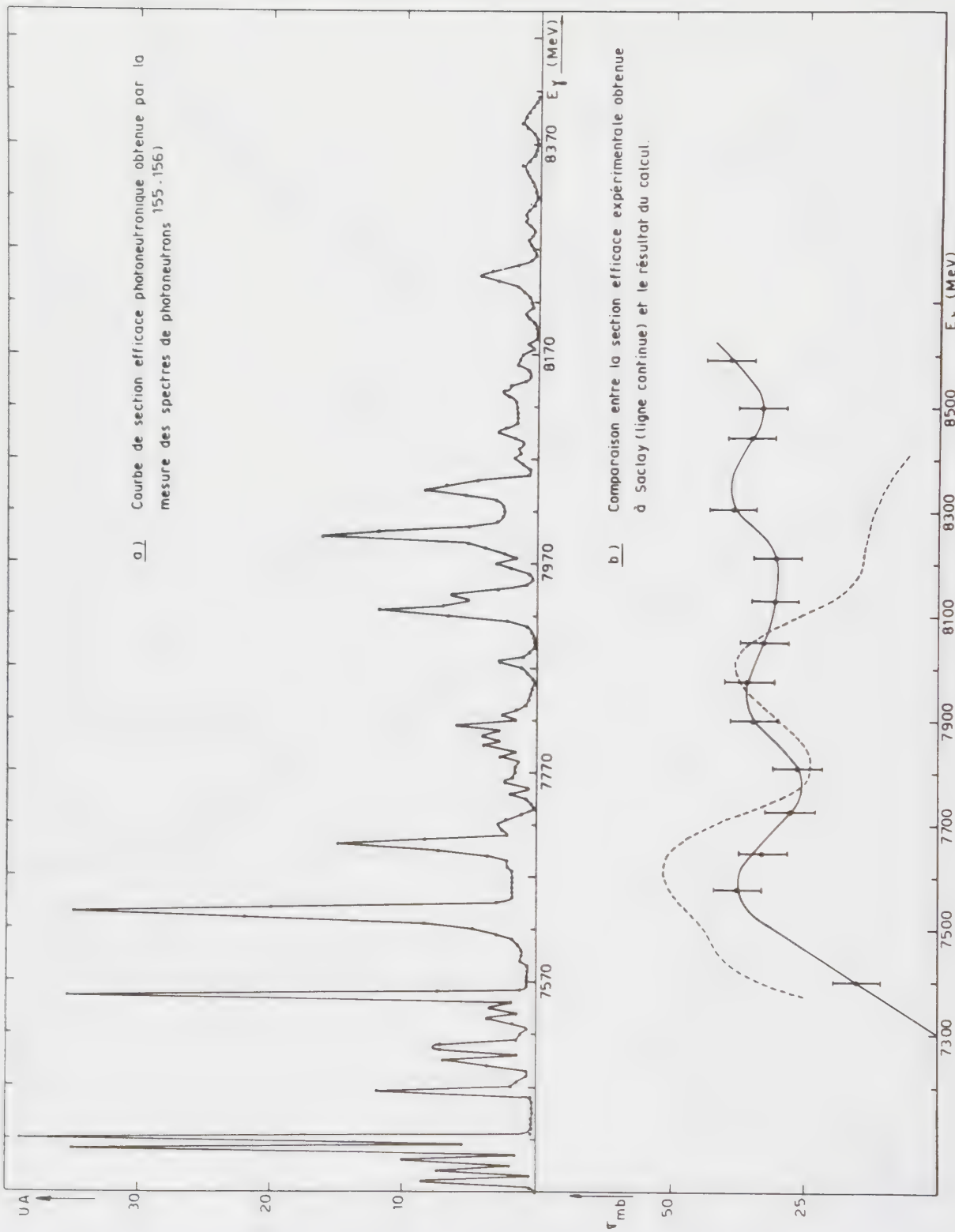
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{208}_{82}Pb$

Fig. IV.5



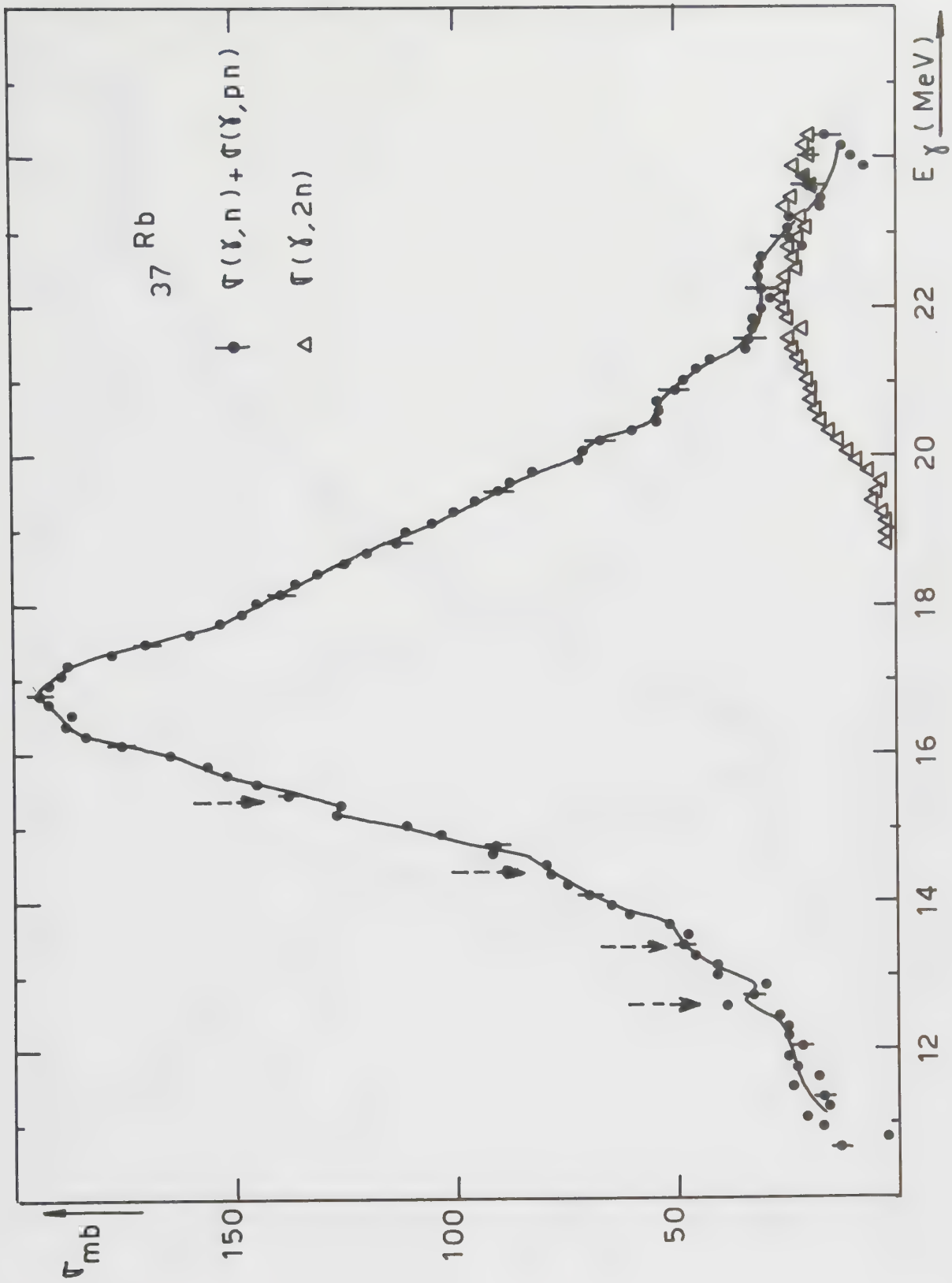
Section efficace photoneutronique totale de $^{208}_{82}Pb$. Les traits verticaux représentent les prédictions du calcul de Kuo et al. (144).

Fig. IV.6



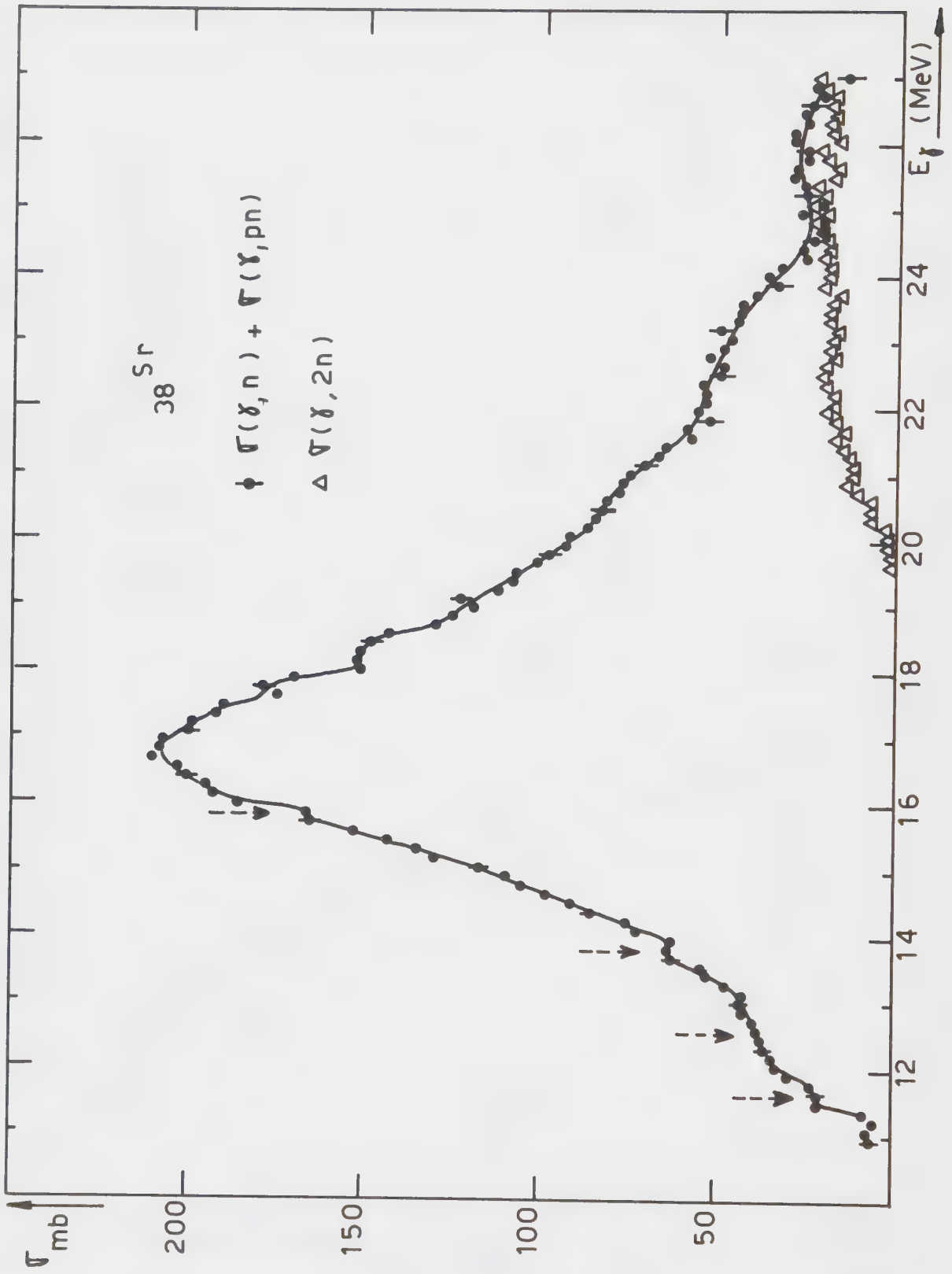
Comparaison de nos résultats à ceux obtenus par mesure du spectre des photoneutrons par la méthode du temps de vol.

Fig. IV.7



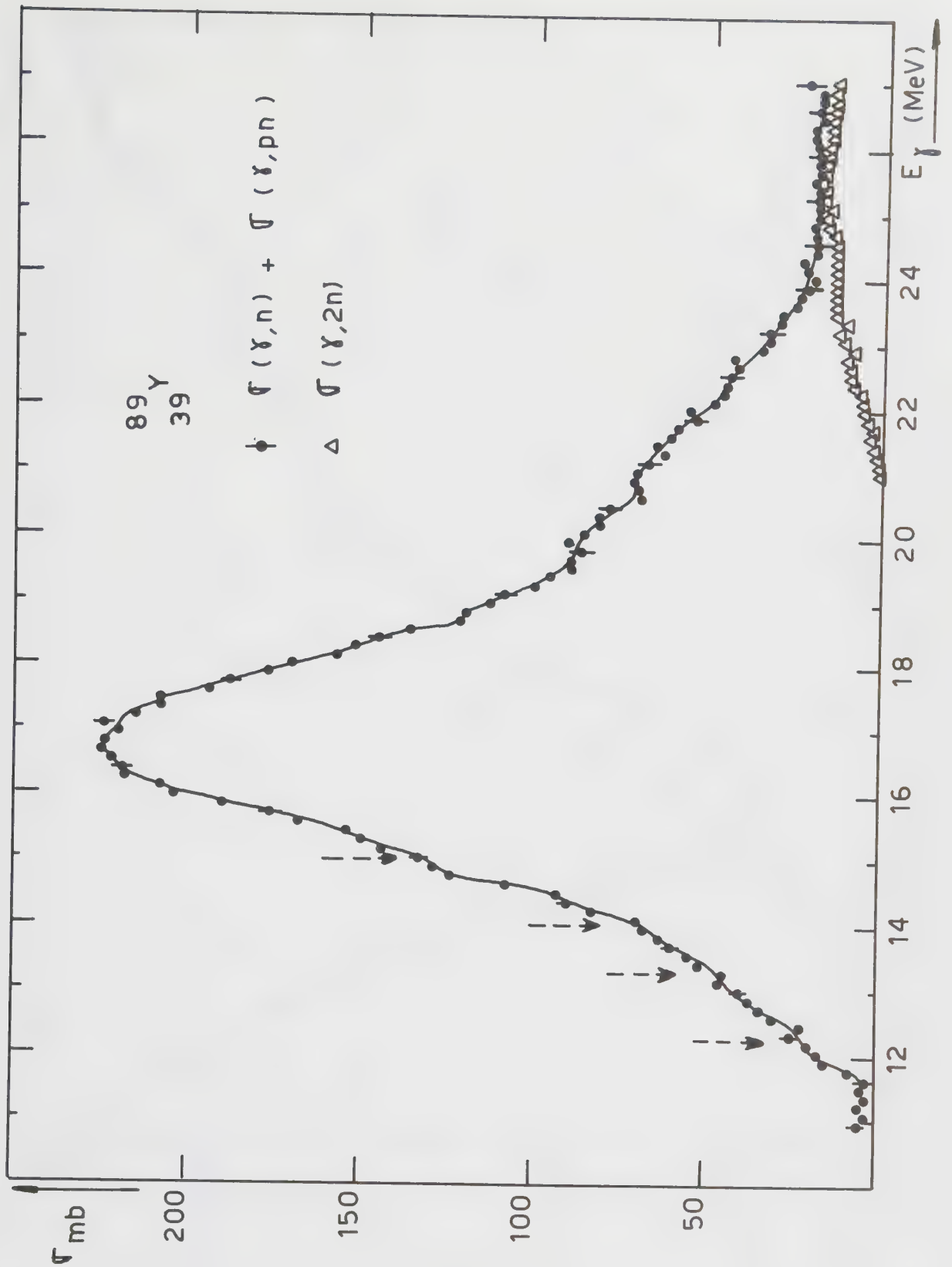
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $_{37}$Rb.

Fig. IV.8



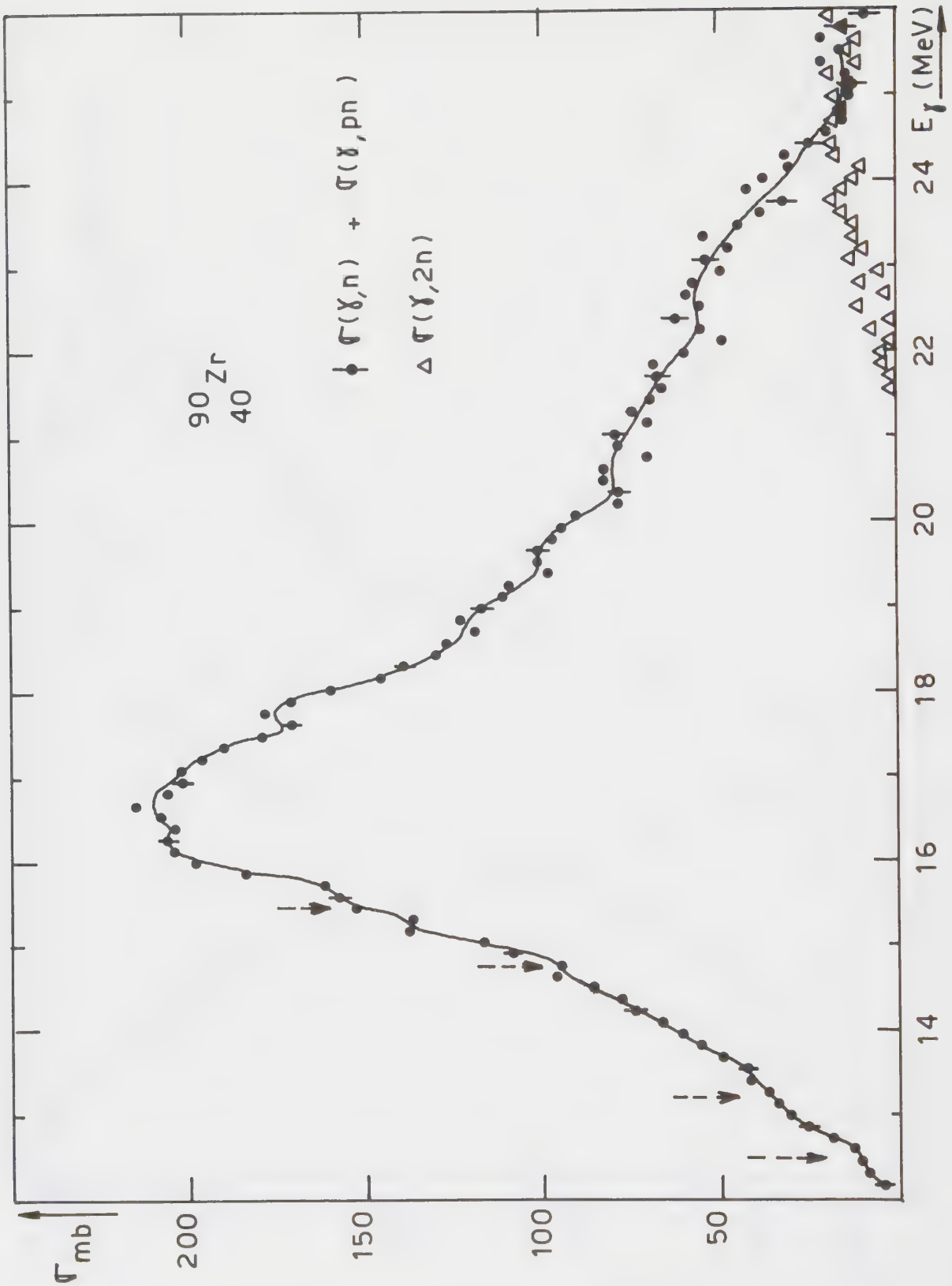
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $_{38}Sr$.

Fig. IV.9



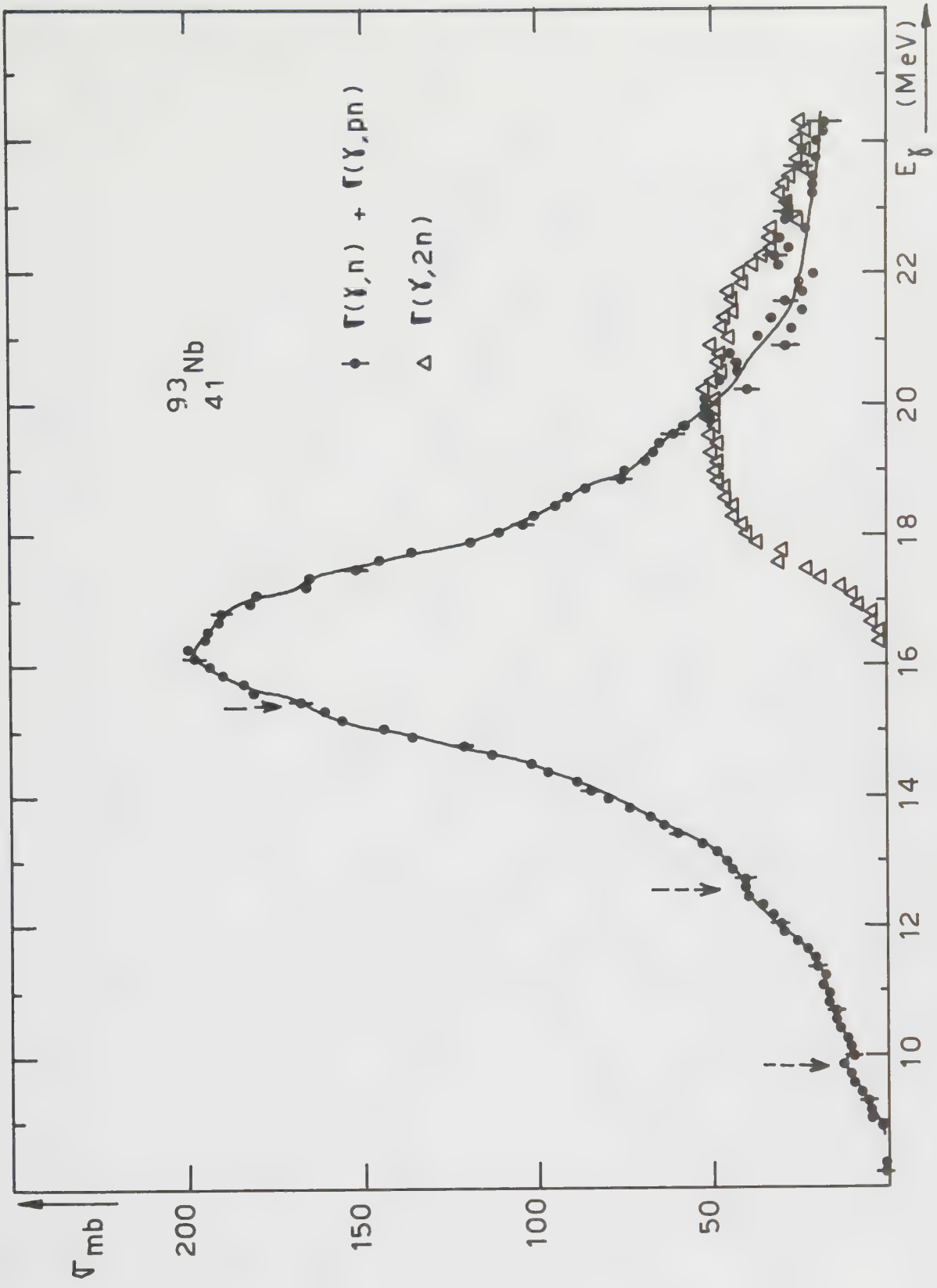
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{89}_{39}Y$.

Fig. IV.10



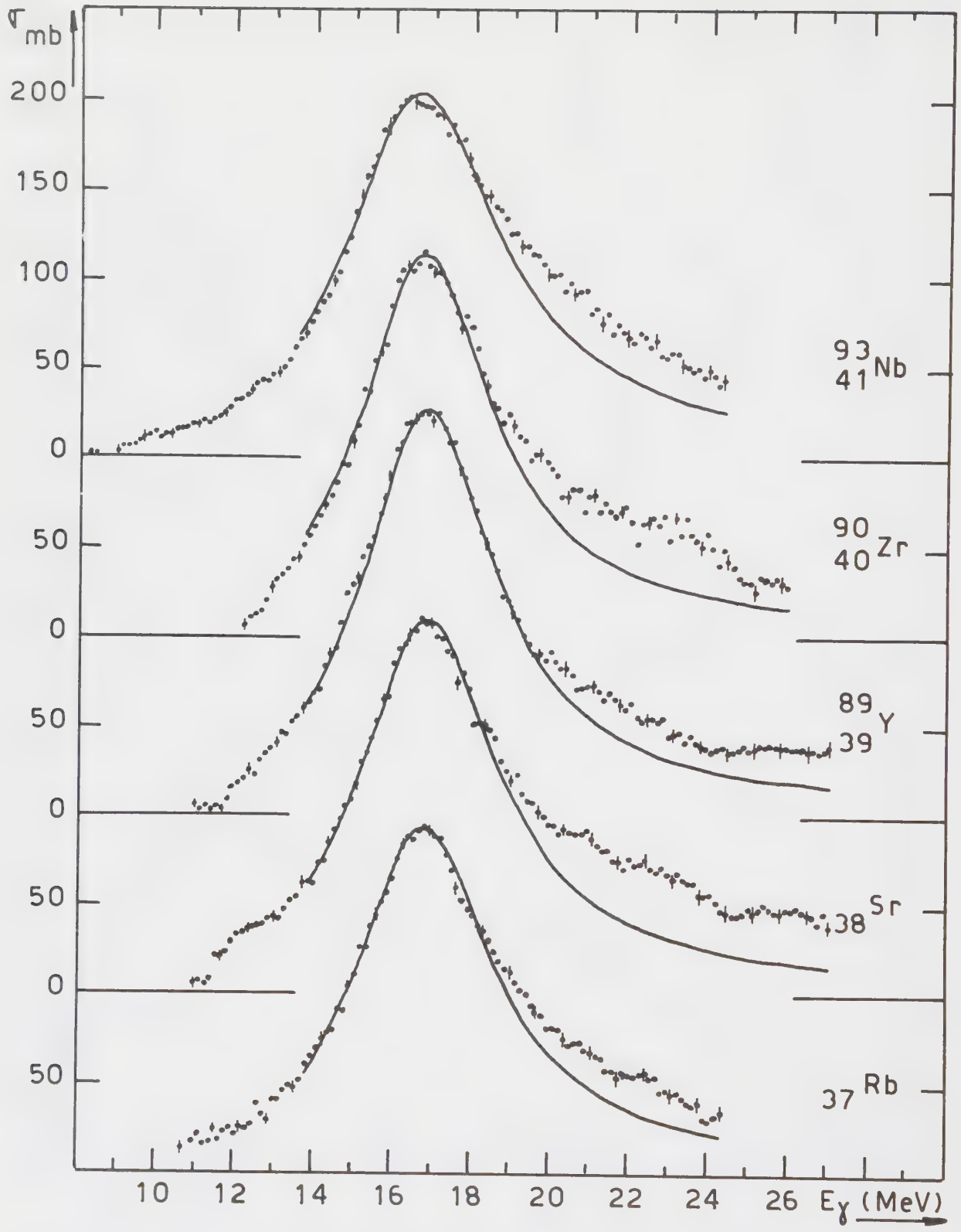
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{90}_{40}Zr$.

Fig. IV.11



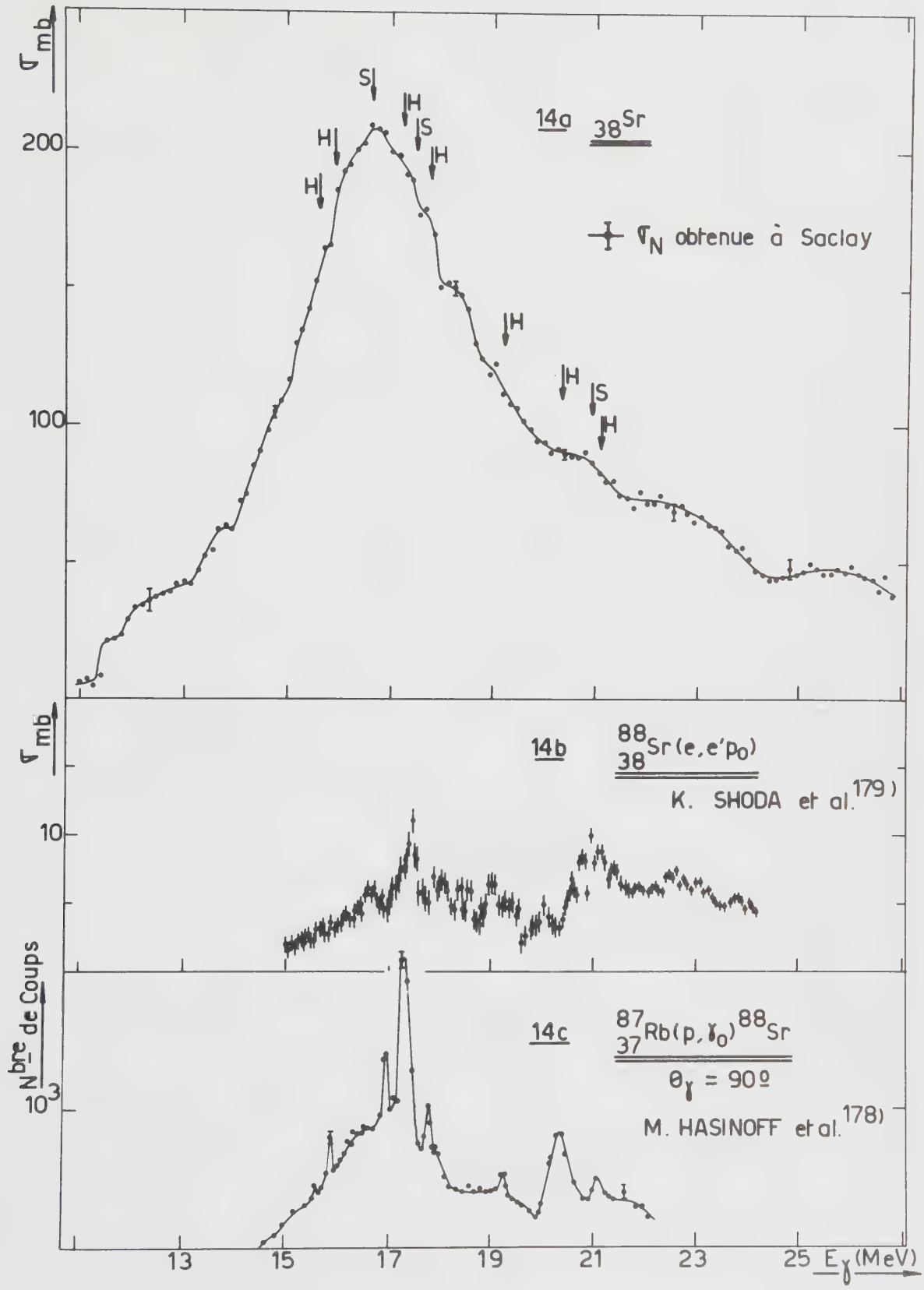
Sections efficaces photoneutroniques partielles de $^{93}_{41}$Nb

Fig. IV.12



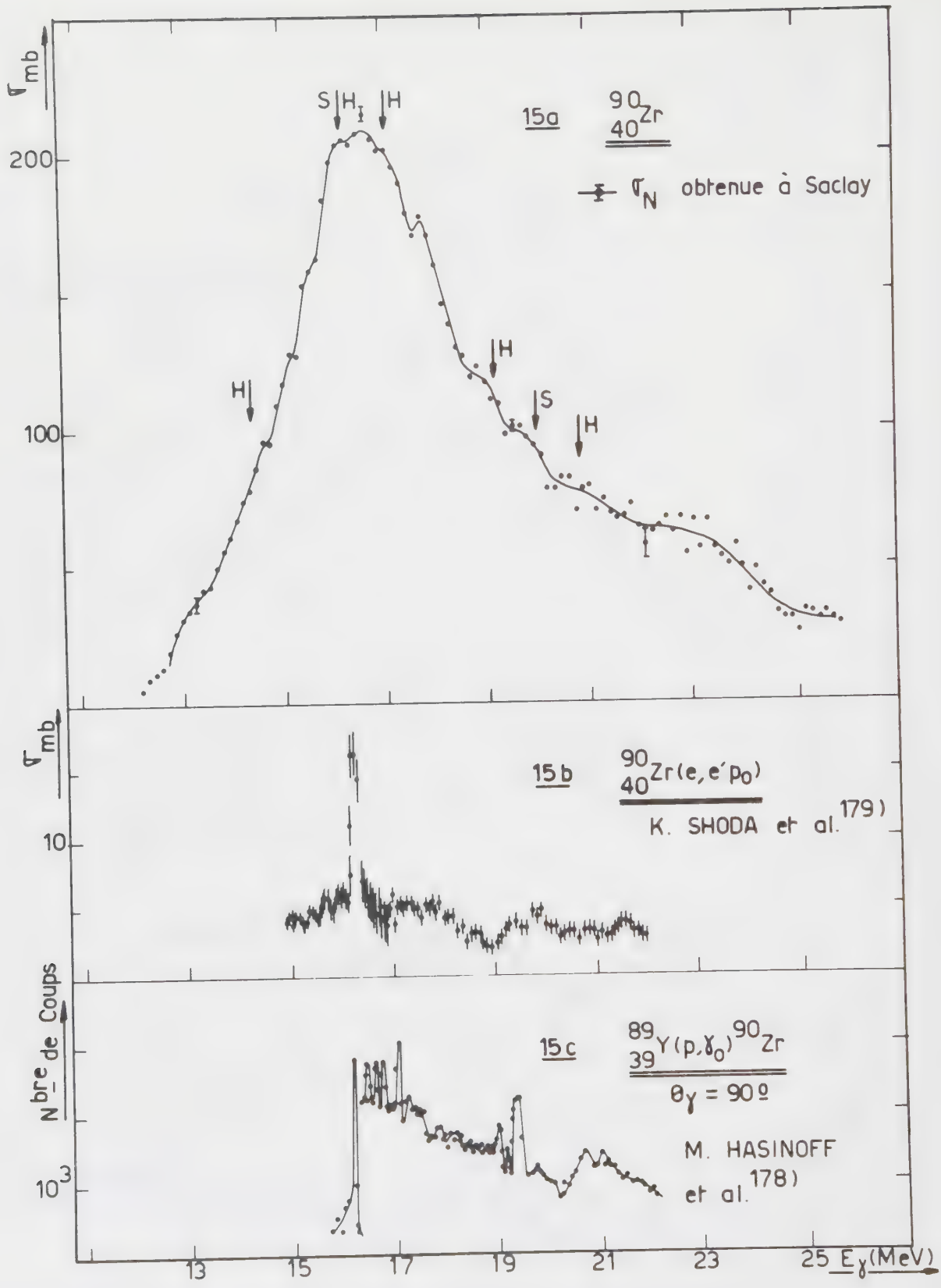
Sections efficaces photoneutroniques totales de $_{37}^{}Rb$, $_{38}^{}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nb$.

Fig. IV.13



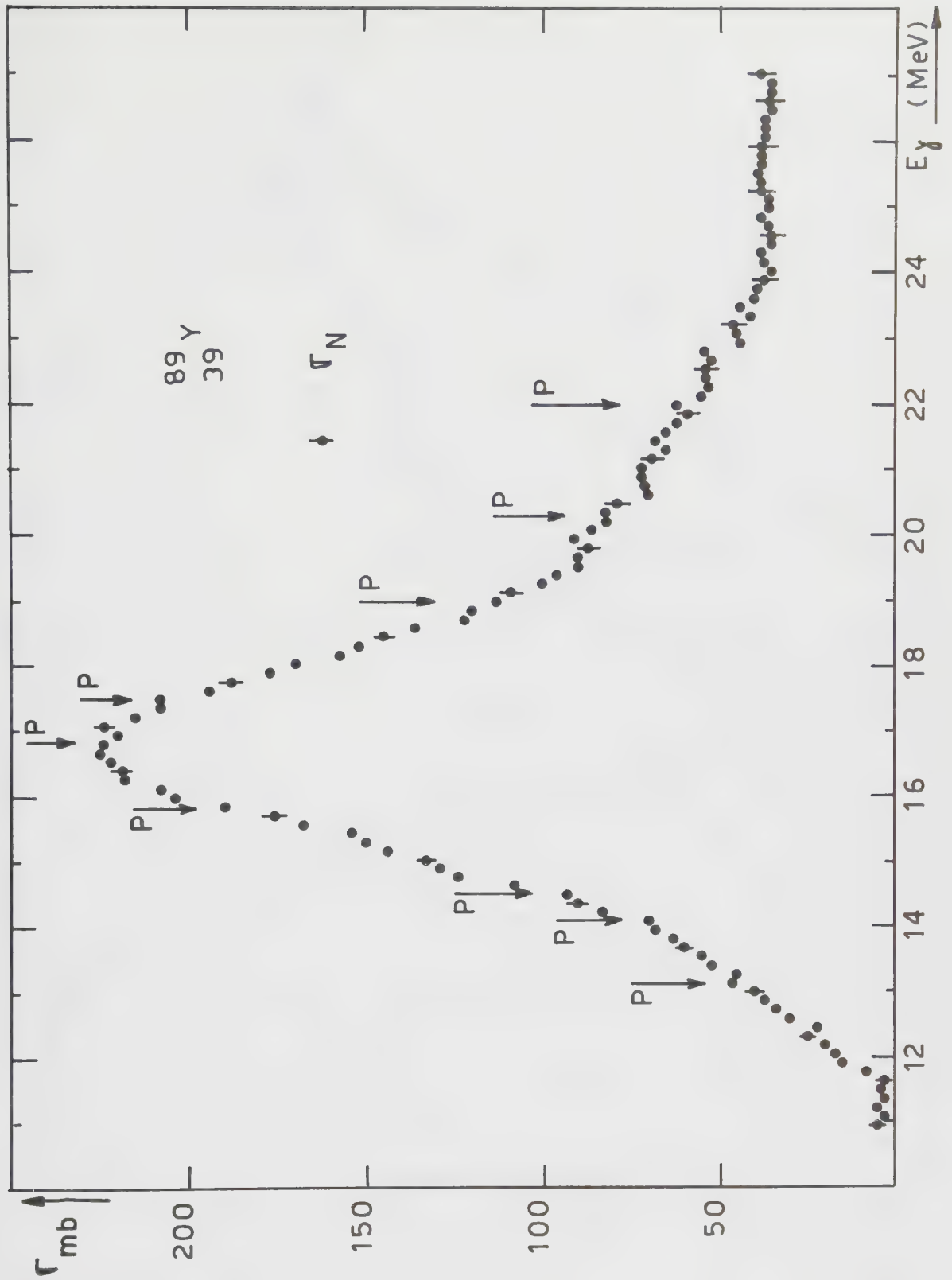
Comparaison de nos résultats à ceux obtenus par réactions $(e,e'p_o)$ et (p,γ_o).

Fig. IV.14



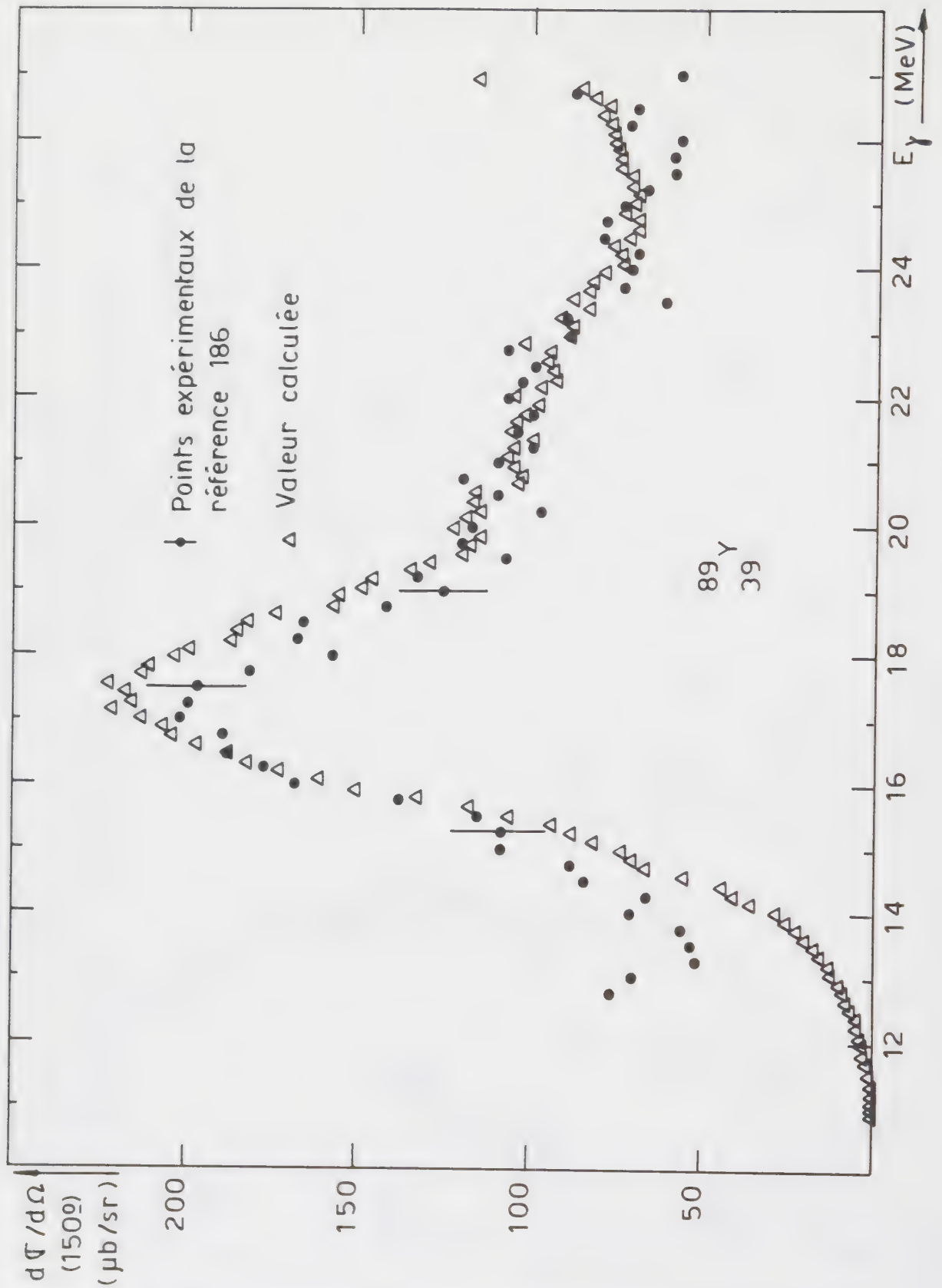
Comparaison de nos résultats à ceux obtenus par réactions $(e,e'p_o)$ et (p,γ_o).

Fig. IV.15



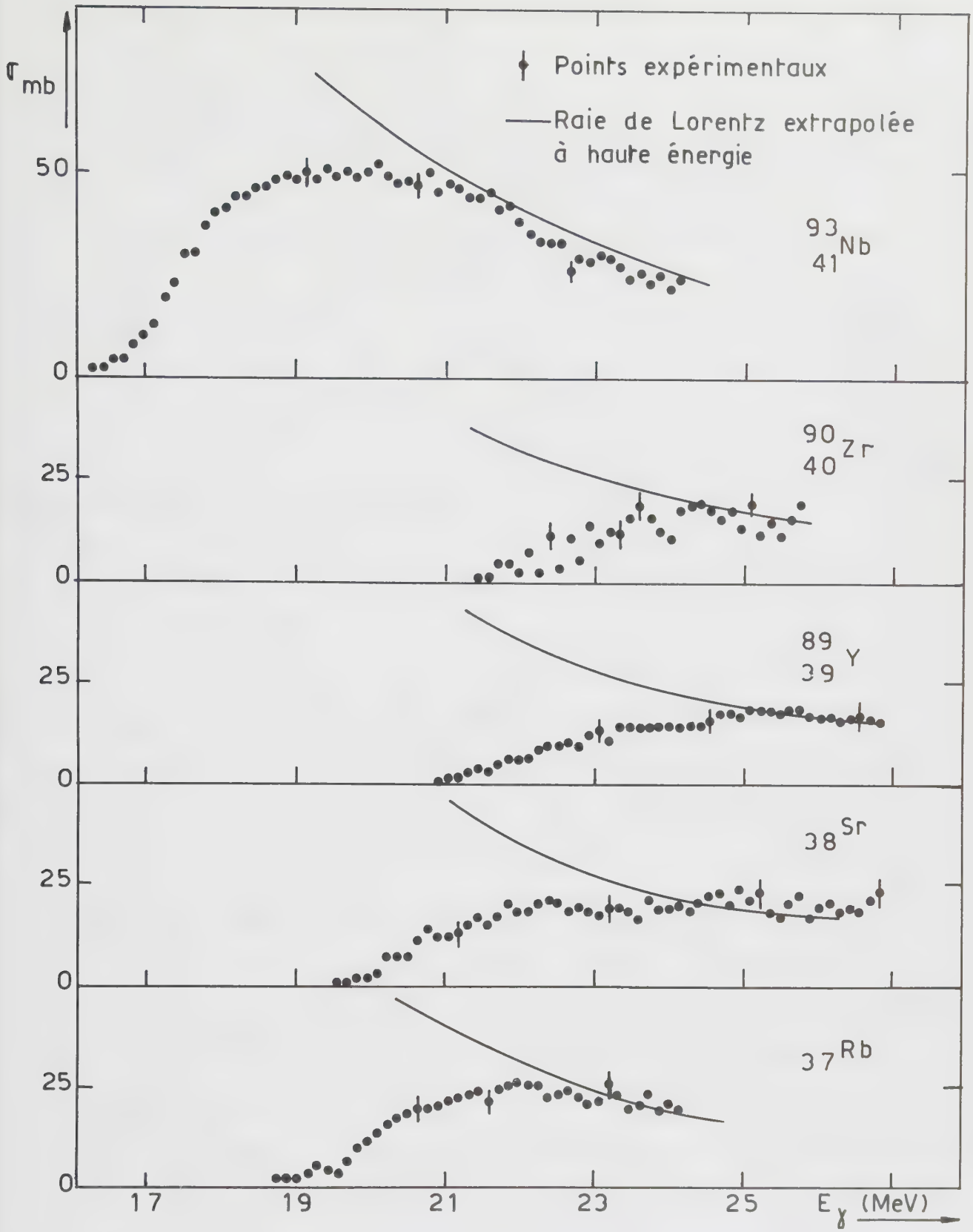
Section efficace photoneutronique totale de $^{89}_{39}Y$.

Fig. IV.16



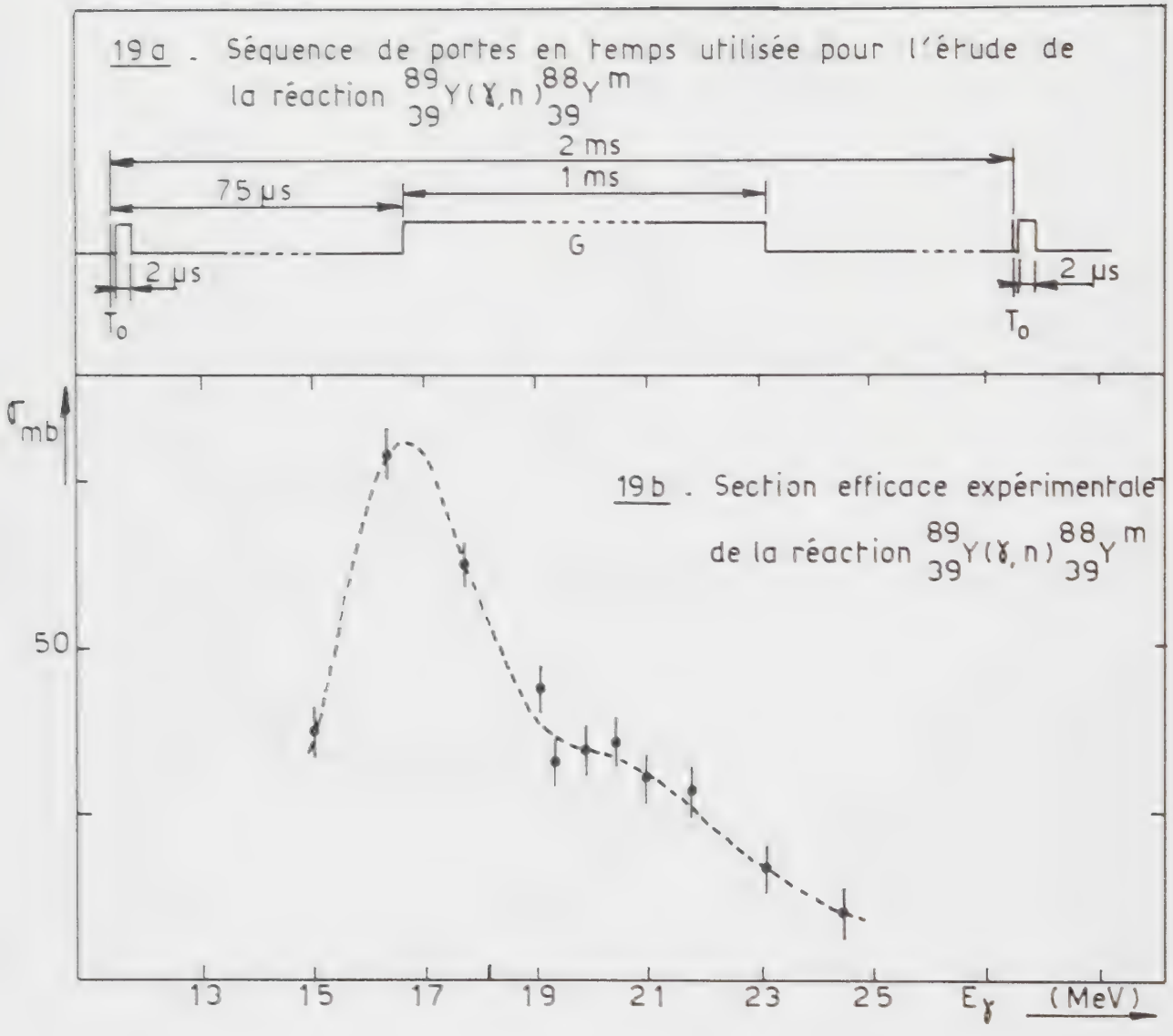
Comparaison de la section efficace différentielle de diffusion (γ,γ) à 150° et du calcul effectué à partir de la section efficace photoneutronique mesurée à Saclay.

Fig. IV.17



Sections efficaces photoneutroniques partielles $\sigma(\gamma,2n)$ de $_{37}Rb$, $_{38}Sr$, $^{89}_{39}Y$, $^{90}_{40}Zr$ et $^{93}_{41}Nb$.

Fig. IV.18



Section efficace photoneutronique de la réaction $^{89}_{39}Y(\gamma,n)^{88}_{39}Y^{m}$

Fig. IV.19

Chapitre IV

LA RESONANCE GEANTE ET LE MODELE MICROSCOPIQUE

Alors que le modèle collectif décrit la résonance géante en considérant le phénomène physique d'une manière semi-classique, le modèle microscopique se donne pour tâche de calculer aussi rigoureusement que possible l'élément de matrice de transition dipolaire M_{if}, ce qui exige la connaissance des fonctions d'onde nucléaires de l'état initial et de l'état final.

Devant le succès du modèle à particules indépendantes dans la spectroscopie nucléaire des premiers niveaux excités du noyau, il a semblé naturel d'utiliser les fonctions d'onde du modèle en couches, en les attribuant aux vraies fonctions d'onde nucléaires. Les premières tentatives de Wilkinson [115] ont alors montré que toutes les transitions à une particule se regroupent vers la même énergie d'excitation, ce qui est exact dans le cas de l'oscillateur harmonique. La localisation de la résonance géante dans une certaine région d'énergie est donc prévue par le calcul de cet "état dipolaire". Mais ce modèle simplifié ne donne pas la position exacte du "maximum" de la résonance géante, ni sa largeur.

V.1 LA REGLE DE SOMME DIPOLAIRE $\sigma_o = \int \sigma(E)\, dE$

Rappelons que σ_o peut s'écrire (II.4.13, II.4.14) :

$$\sigma_o = \int \sigma(E)\, dE = 2\pi^2 e^2 \frac{\hbar}{mc} \frac{NZ}{A} (1+u) = 0,06 \frac{NZ}{A} (1+u) \qquad (V.1.1)$$

avec

$$u = \frac{m}{\hbar^2} \langle i | \left[x, \left[\sum_{k<\ell} v_{k\ell}, x \right] \right] | i \rangle$$

Ainsi un potentiel dépendant par exemple de la vitesse des nucléons à la seconde puissance va accroître la règle de somme dipolaire classique $0,06 \frac{NZ}{A}$, sa contribution étant identique à celle de l'énergie cinétique.

De même pour une paire neutron-proton, en interaction avec un potentiel du type $v = v(r_{k\ell})\ P^M$, où P^M est l'opérateur d'échange d'espace de Majorana, on montre aisément que :

$$\left[\left[v, x_k \right], x_k \right] = (x_k - x_\ell)^2\ v(r_{k\ell})\ P^M$$

d'où l'on tire :

$$\frac{m}{\hbar^2} \langle i | \left[x_k, \left[v, x_k \right] \right] | i \rangle = \frac{-m}{3\hbar^2} \langle i | r_{k\ell}^2\, v(r_{k\ell})\ P^M | i \rangle \qquad (V.1.2)$$

Un potentiel de Majorana attractif augmentera la valeur de la règle de somme dipolaire.

Levinger et Bethe [41] ont calculé "u" pour un potentiel à deux corps ne contenant que des termes d'échange de Majorana ou de Heisenberg. Pour une force de Majorana, en utilisant le modèle à particules indépendantes, ils obtiennent pour la section efficace intégrée :

$$\int \sigma\, dE = 0,06 \frac{NZ}{A} (1 + a.y) \text{ MeV.barn} \qquad (V.1.3)$$

où "y" est la proportion de force d'échange de Majorana et "a" un coefficient dépendant de la forme du puits de potentiel et de la forme de la fonction d'onde

nucléaire. En prenant des ondes planes pour chaque nucléon et un puits carré de rayon r_o, Levinger et Bethe obtiennent a = 0,8 pour r_o = 1,5 fermi et a = 0,91 pour r_o = 1,37 fermi. Levinger a montré qu'avec des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique, le coefficient a = 0,8 variait de 20 pour cent au plus.

Enfin, Okamoto [42], à partir du modèle du gaz de Fermi et considérant également une force d'échange de Majorana, obtient avec r_o = 1,2 fermi :

$$\int \sigma \, dE = 0{,}06 \, \frac{NZ}{A} \, (1 + 1{,}13 \, y + 0{,}06 \, y^2) \qquad (V.1.4)$$

Ce résultat rejoint celui de Levinger et Bethe si on tient compte des imprécisions sur la valeur calculée du coefficient "a".

Tous ces calculs simples conduisent au même résultat : dans le cas des réactions photonucléaires, la valeur de la règle de somme dipolaire est supérieure à celle de Thomas, Reiche et Kühn.

Les sections efficaces intégrées que nous avons mesurées ne peuvent être assimilées à la règle de somme d'absorption photonucléaire totale que dans la mesure où les réactions photoneutroniques sont prépondérantes, ce qui est le cas pour les noyaux de nombre de masse A supérieur à 110, par exemple, pour lesquels la barrière coulombienne défavorise l'émission de photoprotons.

Pour les noyaux satisfaisant ce critère, que nous avons étudiés, nous avons calculé :

$$\sigma_o = \int_0^{26 \text{ MeV}} \sigma_N(E) \, dE \qquad (V.1.5)$$

et le résultat de ce calcul est donné dans le tableau (III.4). Il nous a permis alors de déterminer les valeurs des paramètres α et K introduits dans les modèles collectifs. Notons que ce paramètre α est maintenant défini par la relation $\alpha = u$.

Nous avons comparé nos valeurs expérimentales à celles obtenues, en prenant 28 MeV pour borne supérieure d'intégration dans (V.1.5), par le groupe de Livermore [171]. La figure V.1 fait alors apparaître un désaccord entre nos mesures et celles

du Laboratoire de Livermore, dont les résultats ont été publiés avant 1968. Ces dernières repérées par une ligne continue donnent pour σ_o des valeurs nettement inférieures aux nôtres et beaucoup plus proches de la valeur $0,06 \frac{NZ}{A}$ de la règle de somme classique. Cependant l'accord est beaucoup plus satisfaisant pour les mesures effectuées plus récemment, comme par exemple celles relatives au noyau $_{50}Sn^{(105)}$. Il ne nous a pas été possible de connaître les raisons de ce désaccord, ces auteurs utilisant depuis 1966 un détecteur de neutrons de 40% d'efficacité, au lieu de 17% lors de leurs premières expériences, ce qui correspond à une efficacité de 16% pour la détection des événements associés aux réactions $(\gamma,2n)$ et exclut donc la possibilité d'une sous-évaluation de la section efficace $\sigma(\gamma,2n)$.

Corrélativement on doit donc s'attendre à un désaccord dans la détermination du paramètre K, relié au terme de symétrie de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker. C'est bien ce que montre la figure V.2 sur laquelle les valeurs publiées par le groupe de Livermore se situent constamment au-dessus de nos valeurs expérimentales dont la valeur moyenne $K = 23,5 \pm 2$ MeV est en excellent accord avec la valeur recommandée par Green [77]. On peut cependant constater que les valeurs de ce paramètre tirées des récents résultats obtenus par Fultz et al. [105] sur les isotopes de l'étain diffèrent très peu de notre valeur expérimentale.

Il semble donc bien établi par nos mesures que, du moins pour les noyaux de nombre de masse A supérieur à 110, la section efficace intégrée σ_o expérimentale sature la règle de somme dipolaire classique de Thomas, Reiche et Kühn. La valeur obtenue pour "u" est de l'ordre de 0,10 pour une borne supérieure d'intégration de 26 MeV : on a donc très certainement $u > 0,10$ et nous avons estimé en III.1.2c) que la valeur probable de "u" est :

$$u = \alpha_p = 0,17 \pm 0,08 \ .$$

Ce résultat est en accord avec les calculs de Wang et al. [191] qui ont en particulier calculé la règle de somme dipolaire σ_o pour différents potentiels nucléon-nucléon réalistes, et montré que la valeur de σ_o pouvait être sensiblement

accrue. Cependant la fonction d'onde utilisée pour représenter le niveau fondamental du noyau cible est une fonction d'onde corrélée de type Jastrow, et l'accroissement de σ_o dépend de manière importante du facteur de corrélation introduit, donc des "corrélations dynamiques" entre nucléons. Or Ripka et al. [192] ont récemment montré que, pour le calcul des distributions de charge nucléaire, l'effet principal du facteur de corrélation de Jastrow était de donner naissance à un nouveau déterminant de Släter ne présentant pas de corrélation. Il serait donc souhaitable de reprendre les calculs de Wang et al. à la lumière des résultats de Ripka et al., et il serait nécessaire de prolonger les mesures de sections efficaces intégrées au-delà de 30 MeV afin de préciser la valeur de "u".

V.2 LA REGLE DE SOMME DIPOLAIRE $\sigma_{-1} = \int E^{-1}\, \sigma(E)\, dE$.

Nous avons vu que la section efficace intégrée σ_{-1} a pour expression :

$$\sigma_{-1} = \int E^{-1}\, \sigma(E)\, dE = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \langle i | D^2 | i \rangle \qquad (V.2.1)$$

où D est l'opérateur moment dipolaire défini par la relation (II.4.6) :

$$D = \frac{N}{A}\, e \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A}\, e \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta \qquad (V.2.2)$$

En négligeant dans l'expression donnant le carré du moment dipolaire les termes croisés (du type $x_\alpha\, x_{\alpha'}$; $x_\beta\, x_{\beta'}$; et $x_\alpha\, x_\beta$) on montre aisément que σ_{-1} prend la forme simplifiée suivante :

$$\sigma_{-1} = \frac{4\pi^2}{3}\, \frac{e^2}{\hbar c}\, \frac{NZ}{A}\, R_{ii}^2 \qquad (V.2.3)$$

où R_{ii}^2 est le carré moyen du rayon de la distribution de charge. Un calcul plus réaliste nécessite l'introduction d'un modèle. Dans le cadre du modèle en couches, avec un puits d'oscillateur harmonique, Levinger [45] obtient :

$$\sigma_{-1} = 0{,}36\, A^{4/3} \text{ millibarns} \qquad (V.2.4)$$

Dans le modèle à particules indépendantes et pour un puits de potentiel carré fini, Khoklov [46] d'une part et Levinger et Kent [47] d'autre part ont calculé σ_{-1}. Levinger [45] donne comme résultat de ce calcul, depuis le cuivre jusqu'à l'uranium, l'expression suivante :

$$\sigma_{-1} = 0{,}30\ A^{4/3} \text{ millibarns} \qquad \text{(V.2.5)}$$

Le tableau V.1 résume l'ensemble des résultats obtenus pour les noyaux $_{50}Sn$, $^{127}_{53}I$, $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $^{141}_{59}Pr$, $_{62}Sm$, $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$, $_{68}Er$, $_{71}Lu$, $_{73}Ta$ et $^{197}_{79}Au$; la borne supérieure d'intégration a été prise égale à 26 MeV. Les valeurs observées sont donc sensiblement plus faibles que celles recommandées par Levinger puisque l'on obtient pour tous ces noyaux :

$$\sigma_{-1}^{\text{expérimental}} = (0{,}20 \pm 0{,}02)\ A^{4/3} \text{ mb} \qquad \text{(V.2.6)}$$

Le calcul effectué par Okamoto [48], qui prend en considération les corrélations dynamiques entre paires de nucléons, ne permet pas d'expliquer ce résultat puisqu'il aboutit à une diminution de la valeur de σ_{-1} de quelques pour cents seulement par rapport à la valeur calculée par Levinger. Cependant, notre résultat expérimental est en accord raisonnable avec les calculs de Wang et al. [191], si on ne tient pas compte des réserves formulées à leur encontre.

En outre, dans le cas d'un noyau cible d'isospin $T = Tz \neq 0$, on peut établir une relation très simple entre les sections efficaces intégrées σ_{-1} correspondant aux transitions $\Delta T = 0$ et $\Delta T = 1$ [49].

<u>La section efficace σ_{-1} et l'isospin</u>. Dans le système du centre de masse le moment électrique dipolaire du noyau peut se mettre sous la forme :

$$D = \sum_{\alpha=1}^{Z} e_\alpha\, x'_\alpha$$

avec :

$$x'_\alpha = x_\alpha - \sum_{\alpha=1}^{A} \frac{x_\alpha}{A}$$

x_α désigne la projection du vecteur de position $\vec{r}_\alpha$ sur le vecteur de polarisation du photon.

Introduisant l'opérateur d'isospin τ_z^α pour les nucléons ($\tau_z^\alpha = -1$ pour le proton et $\tau_z^\alpha = +1$ pour le neutron) on peut écrire D sous la forme :

$$D = e \sum_{\alpha=1}^{A} x'_\alpha \frac{1-\tau_z^\alpha}{2} = -\frac{e}{2} \sum_{\alpha=1}^{A} x'_\alpha \tau_z^\alpha \qquad (V.2.7)$$

Dans cette expression on a posé $e_\alpha = e$. L'absorption d'un photon par un noyau dont l'état fondamental est représenté par le ket $|T, T_z = T\rangle$ conduit aux états dipolaires $|T, T_z = T\rangle$ et $|T+1, T_z = T\rangle$ de telle sorte que :

$$\sigma_{-1} = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \langle i|D^2|i\rangle = \sigma_{-1}(T) + \sigma_{-1}(T+1) \qquad (V.2.8)$$

Désignons par P_T et P_{T+1} les projecteurs sur les états d'isospin T et T+1 respectivement, nous avons les relations :

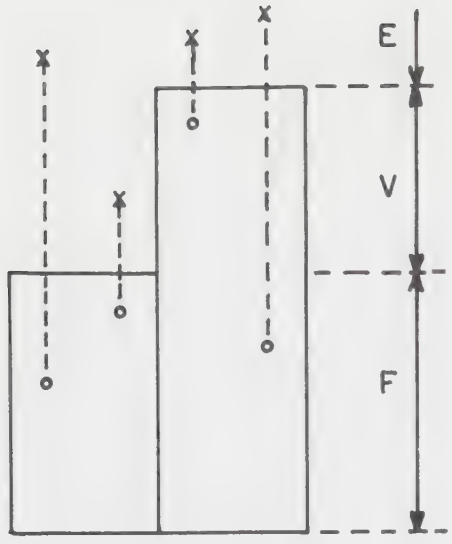
$$\begin{aligned} \sigma_{-1}(T) &= \frac{4\pi^2}{\hbar c} \langle i|D\, P_T\, D|i\rangle \\ \sigma_{-1}(T+1) &= \frac{4\pi^2}{\hbar c} \langle i|D\, P_{T+1}\, D|i\rangle \end{aligned} \qquad (V.2.9)$$

avec :

$$P_T = \frac{T+2}{2} - \frac{\boldsymbol{\tau}^2}{2(T+1)}$$

$$P_{T+1} = \frac{\boldsymbol{\tau}^2}{2(T+1)} - \frac{T}{2} \qquad \text{où} \qquad \boldsymbol{\tau}^2|T,T_z\rangle = T(T+1)|T,T_z\rangle$$

Dans le cadre du modèle particule-trou les excitations élémentaires produites par l'absorption d'un photon sont représentées sur la figure V.3. Les transitions du type F → E, dont la contribution à σ_{-1} est notée σ_{-1} (F → E), ne conservent pas l'isospin. Un simple calcul géométrique montre que leur contribution à $\sigma_{-1}(T)$ et $\sigma_{-1}(T+1)$ est respectivement :



Z protons N neutrons

Fig. V.3

$$\frac{T}{T+1}\,\sigma_{-1}\ (F \to E)$$

et

$$\frac{1}{T+1}\,\sigma_{-1}\ (F \to E)$$

Les transitions du type F → V et V → E conservent l'isospin et ne contribuent qu'à $\sigma_{-1}(T)$.

Donc la quantité $\sigma_{-1}(T) - T\,\sigma_{-1}(T+1)$ représente la partie $\sigma_{-1}\ (F \to V) + \sigma_{-1}(V \to E)$ de la règle de somme totale. Ces transitions ayant l'ensemble V en commun, une relation doit exister entre $\sigma_{-1}(F \to V)$ et $\sigma_{-1}(V \to E)$.

Les équations (V.2.9) permettent d'écrire :

$$\sigma_{-1}(T) - T\,\sigma_{-1}(T+1) = \frac{2\pi^2}{\hbar c}\left[(T^2+T+2)\ \langle i|D^2|i\rangle - \langle i|D\,\tau^2\,D|i\rangle\right] \qquad (V.2.10)$$

où :

$$\langle i|D\,\tau^2\,D|i\rangle = \langle i|D[\tau^2,\ D]\ |i\rangle + \langle i|D^2\,\tau^2|i\rangle$$

$$= 2\ \langle i|DD'|i\rangle + T(T+1)\ \langle i|D^2|i\rangle$$

expression dans laquelle :

$$D' = -\frac{e}{4}\sum_{\alpha}\ x'_{\alpha}\ (\tau^{+}\ \tau^{-}_{\alpha} + \tau^{-}_{\alpha}\tau^{+} - \tau^{-}\ \tau^{+}_{\alpha} - \tau^{+}_{\alpha}\tau^{-})$$

avec :

$$\mathcal{T}^{+} = \sum_{\alpha} \tau_{\alpha}^{+} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\tau_{\alpha}^{x} + i\tau_{\alpha}^{y})$$

$$\mathcal{T}^{-} = \sum_{\alpha} \tau_{\alpha}^{-} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\tau_{\alpha}^{x} - i\tau_{\alpha}^{y})$$

On obtient donc, en définitive :

$$\sigma_{-1}(T) - T\sigma_{-1}(T+1) = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \langle i | D(D-D') | i \rangle$$

$$= \frac{\pi^2 e^2}{\hbar c} \langle i | \sum_{\alpha} x'^{2}_{\alpha} \tau^{z}_{\alpha} + \sum_{\beta<\alpha} x'_{\beta} x'_{\alpha} (3\tau^{z}_{\alpha} \tau^{z}_{\beta} - \vec{\tau}_{\alpha}.\vec{\tau}_{\beta}) | i \rangle \qquad (V.2.11)$$

définissant alors les rayons iso-vecteur R_v et iso-tenseur R_T par :

$$2T_z \langle R_v^2 \rangle = \langle T, T_z | \sum_{\alpha} r'^{2}_{\alpha} \tau^{z}_{\alpha} | T, T_z \rangle = N \langle R_n^2 \rangle - Z \langle R_p^2 \rangle$$

$$\left[3T_z^2 - T(T+1)\right] \langle R_T^2 \rangle = \langle T, T_z | \sum_{\beta<\alpha} r'_{\beta} r'_{\alpha} (3\tau^{z}_{\alpha} \tau^{z}_{\beta} - \vec{\tau}_{\alpha}.\vec{\tau}_{\beta}) | T, T_z \rangle \qquad (V.2.12)$$

(V.2.11) s'écrit pour $T = T_z$:

$$\int \frac{\sigma(T)}{E} dE - T \int \frac{\sigma(T+1)}{E} dE = \frac{\pi^2 e^2}{3\hbar c} \left[2T \langle R_v^2 \rangle + T(2T-1) \langle R_T^2 \rangle \right] \qquad (V.2.13)$$

Pour les noyaux tels que T=0, (V.2.13) exprime le fait bien connu que les transitions $\Delta T = 0$ sont interdites.

Dans le cas d'un noyau pair-pair on montre aisément que la seule contribution à l'opérateur $3\tau^{z}_{\alpha} \tau^{z}_{\beta} - \vec{\tau}_{\alpha}.\vec{\tau}_{\beta}$ provient des neutrons de valence : le rayon iso-tenseur est ainsi une mesure de la corrélation d'espace des neutrons de valence.

Pour un modèle à particules indépendantes on a $\langle R_T^2 \rangle = 0$; si on suppose que les éléments de matrice $\langle R_n^2 \rangle$ et $\langle R_p^2 \rangle$ sont identiques et égaux au carré moyen du rayon de la distribution de charge $\langle R_{ch}^2 \rangle$ on retrouve la relation (IV.3.13) : le coefficient α_1 qui y apparaît est ainsi simplement relié au second membre de l'équation (V.2.13).

Nous avons alors comparé nos résultats expérimentaux, concernant les noyaux pair-pair $^{208}_{82}Pb$ et $^{90}_{40}Zr$, aux prédictions de cette règle de somme. Dans le cas de $^{208}_{82}Pb$ les transitions $\Delta T = 1$ correspondent à un saut de trois couches et on peut en première approximation les négliger en posant $\sigma_{-1}(T+1) = 0$. Si on admet que $\langle R_n^2 \rangle = \langle R_p^2 \rangle$ on obtient pour le rapport des éléments de matrice isotenseur et isovecteur $\frac{T(2T-1)\ \langle R_T^2 \rangle}{2T\ \langle R_v^2 \rangle} = -0,20 \pm 0,06$, en prenant 5,5 fm pour valeur du rayon quadratique moyen de la distribution de charge [193].

Pour le noyau $^{90}_{40}Zr$, si on fait confiance au calcul des sections efficaces intégrées $\sigma_{-1}(T)$ et $\sigma_{-1}(T+1)$ on obtient pour ce même rapport la valeur $-0,45 \pm 0,20$ en prenant pour valeur du rayon quadratique moyen de la distribution de charge celle obtenue par Bellicard et al. [194], à partir de l'étude de la diffusion d'électrons de 60 MeV sur $^{90}_{40}Zr$, et qui est de 4,12 fm. Une valeur aussi élevée de l'élément de matrice isotenseur est également obtenue à partir des résultats relatifs à $_{38}Sr$, constitué à 82,7% de $^{88}_{38}Sr$, et pourrait indiquer une surélévaluation des sections efficaces intégrées $\sigma_{-1}(T+1)$ correspondantes, par la méthode que nous avons utilisée. Néanmoins une valeur négative de l'élément de matrice isotenseur correspond à une anticorrélation d'espace entre les nucléons de valence.

V.3 LA SECTION EFFICACE σ_{-2} ET LA POLARISABILITE NUCLEAIRE

Utilisant une méthode de calcul semi-classique, basée sur l'interpénétration des fluides de neutrons et de protons, Migdal [50] évalue le moment électrique dipolaire induit par un champ électrique externe constant. La polarisabilité nucléaire ε du noyau, définie comme étant le moment électrique dipolaire induit par un champ électrique unité, est donnée par la relation :

$$\varepsilon = \frac{e^2 R^2 A}{40\ K} \qquad (V.3.1)$$

où R est le rayon de la sphère nucléaire, A le nombre de nucléons et K le coefficient du terme d'énergie de symétrie de la formule semi-empirique de masse de Weizsäcker (ce terme s'écrit $K\ \frac{(N-Z)^2}{A}$).

La théorie des perturbations indépendantes du temps, au second ordre des perturbations, permet d'exprimer ε en fonction des "forces d'oscillateurs" f_{if} et d'en déduire :

$$\sigma_{-2} = \frac{2\pi^2}{\hbar c}\,\varepsilon \qquad \text{(V.3.2)}$$

d'où :

$$\sigma_{-2} = \frac{\pi^2}{20}\,\frac{e^2}{\hbar c}\,\frac{R^2 A}{K} \qquad \text{(V.3.3)}$$

c'est-à-dire pour $R = 1{,}2\ A^{1/3}$ fermi et $K = 23$ MeV

$$\sigma_{-2} = 2{,}25\ A^{5/3}\ \text{micro-barn - MeV}^{-1}.$$

Les valeurs expérimentales obtenues pour un certain nombre de noyaux ont conduit Levinger [41] à proposer la relation semi-empirique :

$$\sigma_{-2} = 3{,}5 \times A^{5/3}\ \text{micro-barn - MeV}^{-1}.$$

Il peut être cependant plus intéressant, à partir de nos résultats expérimentaux, de déterminer la valeur du paramètre K en utilisant la relation (V.3.3) qui s'écrit pour $R = 1{,}2\ A^{1/3}$ fermi :

$$\sigma_{-2} = 0{,}052\,\frac{A^{5/3}}{K} \qquad \text{(V.3.4)}$$

Le tableau V.2 donne pour les noyaux $_{50}Sn$, $^{127}_{53}I$, $_{56}Ba$, $^{139}_{57}La$, $_{58}Ce$, $^{141}_{59}Pr$, $_{62}Sm$, $^{159}_{65}Tb$, $^{165}_{67}Ho$, $_{68}Er$, $_{71}Lu$, $_{73}Ta$ et $^{197}_{79}Au$ les valeurs obtenues expérimentalement pour le produit $\sigma_{-2}.\ A^{-5/3}$ et pour le paramètre K. On constate que la valeur moyenne trouvée pour celui-ci, qui est de 20 MeV ± 1,5 MeV, est en très bon accord avec celle déterminée en III.1.2.c.

Tableau V.1

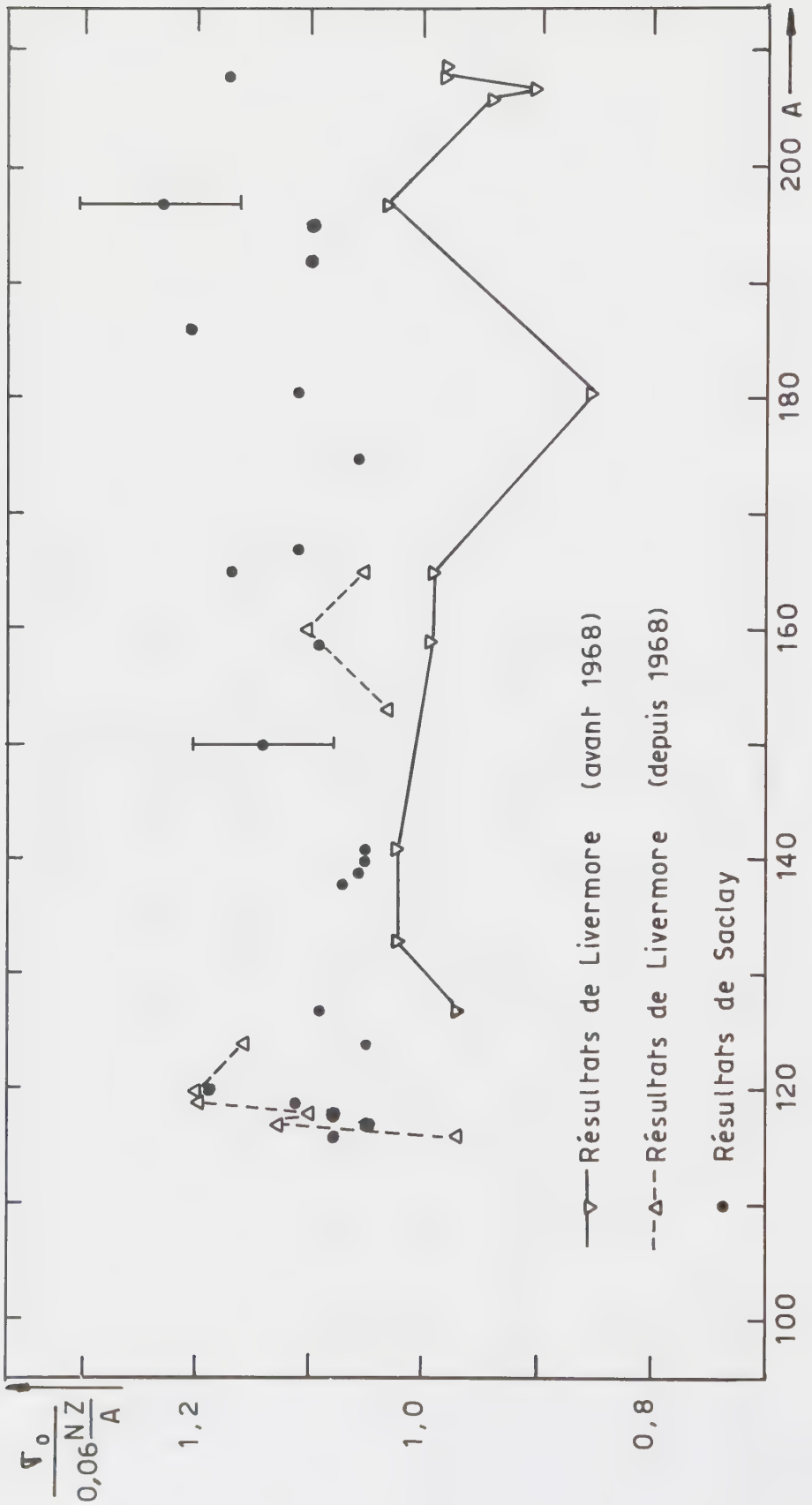
Sections efficaces intégrées σ_{-1}

Noyaux cibles	$_{50}Sn$	$^{127}_{53}I$	$_{56}Ba$	$^{139}_{57}La$	$_{58}Ce$	$_{62}Sm$	$^{159}_{65}Tb$	$^{165}_{67}Ho$	$_{68}Er$	$_{71}Lu$	$_{73}Ta$	$^{197}_{79}Au$
σ_{-1} (mb)	120±10	129±10	143±12	146±10	140±12	167±14	172±12	194±14	186±15	182±15	206±17	238±20
$\sigma_{-1} . A^{-4/3}$	0,20±0,02	0,20±0,02	0,20±0,02	0,20±0,02	0,19±0,02	0,21±0,02	0,20±0,02	0,21±0,02	0,20±0,02	0,19±0,02	0,20±0,02	0,21±0,02

Tableau V.2

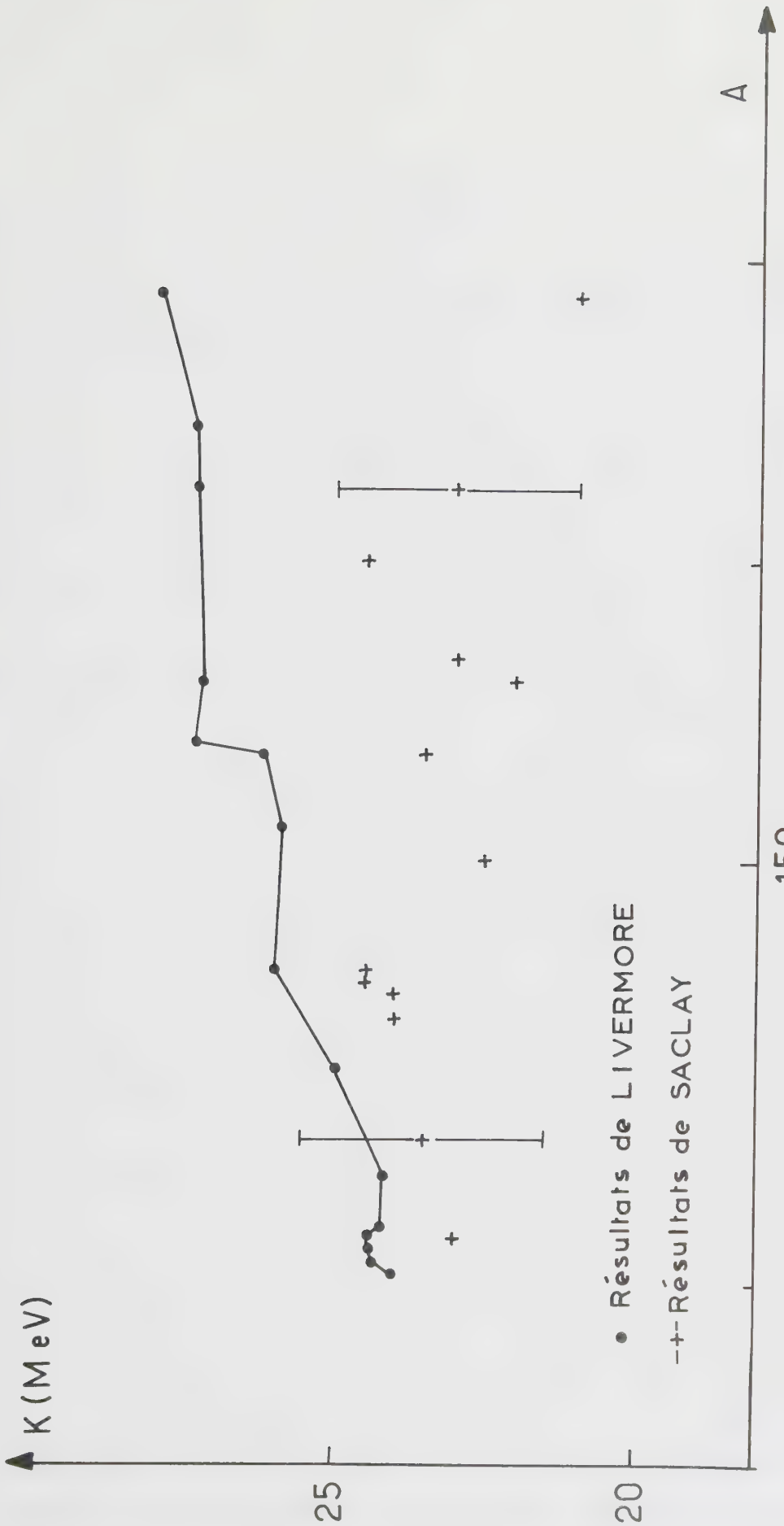
Sections efficaces intégrées σ_{-2}

Noyaux cibles	$_{50}Sn$	$^{137}_{53}I$	$_{56}Ba$	$^{139}_{57}La$	$_{58}Ce$	$_{62}Sm$	$^{159}_{65}Tb$	$^{165}_{67}Ho$	$_{68}Er$	$_{71}Lu$	$_{73}Ta$	$^{197}_{79}Au$
$\sigma_{-2}\ A^{-5/3}$ (MeV^{-1})	$27,2 10^{-4}$	$26,8 10^{-4}$	$26,2 10^{-4}$	$25,7 10^{-4}$	$25,1 10^{-4}$	$27,7 10^{-4}$	$25,7 10^{-4}$	$28,2 10^{-4}$	$26,8 10^{-4}$	$23,5 10^{-4}$	$25,9 10^{-4}$	$25,8 10^{-4}$
K_M (MeV)	19±1,5	19,5±1,5	19,7±1,5	20±1,5	21 ±1,5	18,7±1,5	20±1,5	18,5±1,5	19,5±1,5	22±1,5	20±1,5	20±1,5
Valeur moyenne de K_M				K_M = 20 MeV ± 1,5 MeV.								



Règle de somme dipolaire σ_0.

Fig. V.1



Terme de symétrie K(MeV) de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker, obtenu à partir des résultats expérimentaux concernant la résonance géante dipolaire.

Fig. V.2

C O N C L U S I O N

L'utilisation du faisceau quasi-monochromatique de photons, d'énergie variable, installé auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 65 MeV de Saclay, a conduit à l'installation et à la mise au point de techniques expérimentales appropriées pour l'étude des réactions photonucléaires. L'emploi d'un détecteur de photoneutrons d'efficacité élevée et variable a permis d'obtenir avec précision les sections efficaces absolues d'absorption photoneutronique σ_N. De plus, grâce à la réponse en temps de ce détecteur, il a été possible de mesurer simultanément et séparément les sections efficaces partielles $\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn}$, $\sigma_{\gamma,2n}$ ... et donc de calculer directement la section efficace totale σ_N.

Nous nous sommes en outre attachés dans nos rappels théoriques à montrer que l'on pouvait aborder les descriptions microscopique et collective de la résonance géante avec un point de vue semblable. Il est d'ailleurs facile de voir, à partir des relations (IV.1.25) et (IV.1.29) qu'en prenant pour hamiltonien perturbateur H_1, l'opérateur dipolaire $D = \frac{N}{A} e \sum_{\alpha=1}^{Z} x_\alpha - \frac{Z}{A} e \sum_{\beta=1}^{N} x_\beta$, on obtient pour la densité $\hat{\rho}^{(1)}(\vec{r})$ une fonction oscillant avec le temps représentant un mouvement en opposition de phase des neutrons et des protons comme dans le modèle de Goldhaber-Teller.

Nous avons alors, au cours de ce travail, comparé nos résultats expérimentaux et les prévisions théoriques des modèles collectifs et microscopiques. On attend d'un modèle décrivant l'absorption photonucléaire qu'il donne la section efficace de ce processus et les caractéristiques suivantes : position en énergie, structure et largeur de la résonance géante, et valeur de la section efficace intégrée. Nous avons donc résumé dans le tableau suivant la comparaison des résultats de nos expériences et des prédictions des modèles considérés, l'accord ou le désaccord entre l'expérience et la théorie étant soulignés respectivement par l'affirmation

Caractéristiques de la résonance géante		*Modèles collectifs*	*Modèles microscopiques*
position en énergie	noyaux moyens (A ≃ 90)	oui	non
	noyaux lourds ($^{208}_{82}Pb$)	oui	non
structure de la résonance géante	noyaux moyens sphériques (Transitions $\Delta T = 1$)		oui
	noyaux lourds sphériques ($^{208}_{82}Pb$)		
	noyaux lourds à déformation statique (moment quadrupolaire intrinsèque)	oui	
	noyaux lourds à déformation dynamique (états collectifs intermédiaires)	non	
largeur de la résonance géante	noyaux moyens et lourds	non	
section efficace intégrée	noyaux lourds sphériques ($^{208}_{82}Pb$)		oui

"oui" ou par la négation "non" ; l'absence de l'une ou l'autre de ces mentions signifie que la caractéristique observée n'a pas été explicitement calculée.

Pour les noyaux moyens et lourds, on est ainsi conduit à admettre qu'aucun des deux modèles considérés ne décrit de manière satisfaisante l'absorption photonucléaire. La meilleure description de la résonance géante est à l'heure actuelle celle que donne l'expérience, mais les résultats expérimentaux sont encore incomplets. L'amélioration de la résolution en énergie devrait permettre une étude plus fine des structures que nous avons mises en évidence. L'utilisation de faisceaux d'électrons primaires plus intenses peut certainement apporter une amélioration sensible dans ce domaine. De plus il serait possible d'étudier les différentes voies de sortie, ce qui permettrait de réduire la place laissée à la spéculation théorique. Enfin il serait souhaitable de prolonger ces mesures à plus haute énergie afin de pouvoir valablement comparer les sections efficaces intégrées expérimentales et les règles de somme.

B I B L I O G R A P H I E

(1) A. BUSSIERE DE NERCY, 1962, Thèse Paris.

(2) F. TAGLIABUE et J. GOLDEMBERG, Nucl. Phys. 23 (1961) 144.

(3) J. CHADWICK et M. GOLDHABER, Nature, 134 (1934) 237.

(4) L. SZILARD et T.A. CHALMERS, Nature, 134 (1934) 494.

(5) K. REIBEL et A.K. MANN, Phys. Rev. 118 (1960) 701.

(6) W. BOTHE et W. GENTNER, Z. Phys. 106 (1937) 236.

(7) M.M. WOLFF et W.E. STEPHENS, Phys. Rev. 112 (1958) 890.
E.E. CARROLL et W.E. STEPHENS, Phys. Rev. 118 (1960) 1256.

(8) R.E. WELSH et D.J. DONAHUE, Phys. Rev. 121 (1961) 880.

(9) B. ARAD, G. BEN-DAVID, I. PELAH et Y. SCHLESINGER, Phys. Rev. B133 (1964) 684.

(10) A.M. KHAN et J.W. KNOWLES, American Physical Society, Washington, D.C., 1967, 24-27 April.
J.W. KNOWLES et N.M. AHMED, 1966, AECL-2535.
J.W. KNOWLES, communication privée.

(11) B.M. SPICER, Nuovo Cimento, suppl. 2 (1964) 243.

(12) O.V. BOGDANKEVICH et F.A. NIKOLAEV, "Methods in Bremsstrahlung Research" 1966, (English Transl.) Academic Press, New-York.

(13) A.S. PENFOLD et J.E. LEISS, "Analysis of Photo Cross Sections", 1958, University of Illinois Press, Urbana.

(14) B.C. COOK, Nucl. Instr. Methods, 24 (1963) 256.

(15) B.Z. ZIEGLER, Z. Angew. Phys. 10 (1958) 387.

(16) M.V. MIHAILOVIC, G. PREGL, G. KERMEL et M. KREGAR, Phys. Rev. 114 (1959) 1621.
G. TAMAS, J. MILLER, C. SCHUHL et C. TZARA, J. Phys. Rad. 21 (1960) 532.

(17) J. GOLDEMBERG, Phys. Rev. 93 (1954) 1426.

(18) J.S. O'CONNELL, P.A. TIPLER et P. AXEL, Phys. Rev. 126 (1962) 228.

(19) E. HAYWARD et E.G. FULLER, Phys. Rev. 106 (1957) 991.

(20) H.E. GOVE, A.E. LITHERLAND et R. BATCHELOR, Nucl. Phys. 26 (1961) 480.
J.C. HAFELE, F.W. BINGHAM et J.S. ALLEN, Phys. Rev. B135 (1964) 365.
P.P. SINGH, R.E. SEGEL, L. MEYER SCHUTZMEISTER, S.S. HANNA et R.G. ALLAS, Nucl. Phys. 65 (1965) 577.

(21) G.E. BROWN, Nucl. Phys. 57 (1964) 339.

(22) C.F. CLEMENT, A.M. LANE et J.R. ROOK, Nucl. Phys. 66 (1965) 273.

(23) I. BERGQVIST et N. STARFELT, Nucl. Phys. 22 (1961) 513.
I. BERGQVIST, B. LUNDBERG, L. NILSSON et N. STARFELT, Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure with neutrons, Antwerp, 1965, n°130.

(24) F. CVELBAR, A. HUDOKLIN, M.V. MIHAILOVIC, M. NAJZER et V. RAMSAK, Nucl. Phys. A130 (1969) 401.

(25) W.M. MASON, G. KERNEL, J.L. BLACK et N.W. TANNER, Nucl. Phys. A135 (1969) 193.

(26) M. HASINOFF, G.A. FISHER, H.M. KUAN et S.S. HANNA, Phys. Letters, 30B (1969) 337.

(27) M. SUFFERT, Nucl. Phys. 75 (1965) 226.

(28) V. GILLET, M.A. MELKANOFF et J. RAYNAL, Nucl. Phys. A97 (1967) 631.

(29) K.F. WEIZSACKER, Z. Phys. 88 (1934) 612.
E.J. WILLIAMS, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 13 (1935) 4.

(30) O. TITZE, A. GOLDMAN et E. SPAMER, Phys. Letters, 9 (1970) 565.

(31) K. SHODA, M. SUGAWARA, T. SAITO et H. MIYASE, Phys. Rev. Letters, 23 n°14 (1969) 800.

(32) C. TZARA, 1958, R-CEA n°814.

(33) E. HAYWARD Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions, 1964, ed. Oliver and Boyd.

(34) C. SCHUHL et C. TZARA, Nucl. Instr. Methods, 10 (1961) 217.

(35) H. BEIL, R. BERGERE et A. VEYSSIERE, Nucl. Instr. Methods, 67 (1969) 293.
J.A. BAYART, 1969, Note CEA-N 1161.
G. AUDIT, H. BEIL, R. BERGERE, R. DE BOTTON, G. TAMAS et A. VEYSSIERE, Nucl. Instr. Methods, 79 (1970) 203.

(36) Rapport UCRL 50400, vol. VI, 1968.

(37) A. VEYSSIERE, Rapport CEA R-3276 (1967).

(38) S. MATSUMOTO, J. Phys. Soc. Japan, 20 (1965) 1321.
R.E. SEGEL, Isobaric Spin in Nuclear Physics (Academic Press), 1966.

(39) J. POITOU, communication privée, 1968.

(40) A. MESSIAH, Mécanique quantique, Dunod, 1959.
W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, 3ème Edition, Oxford, 1954.
J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, Ed. John Wiley & sons, 1952.

(41) J.S. LEVINGER , Nuclear Photodisintegration, Oxford, 1960.

(42) K. OKAMOTO, Effect of Nuclear Forces on the Cross sections of Photonuclear Reactions, Tokyo, 1958.

(43) M. GELL-MANN, M.L. GOLDBERGER et W.E. THIRRING, Phys. Rev. 95 (1954) 1612.

(44) N. BOHR, R.E. PEIERLS et G. PLACZEC, Nature, 144 (1939) 200.

(45) J.S. LEVINGER, Phys. Rev. 107 (1957) 554.

(46) Yu. K. KHOKHLOV, Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 97 (1954) 239.

(47) J.S. LEVINGER et D.C. KENT, Phys. Rev. 95 (1954) 418.

(48) K. OKAMOTO, Phys. Rev. 116 (1959) 428.

(49) J. O'CONNELL, Phys. Rev. Letters, 22 (1969) 1314.

(50) A. MIGDAL, J. Phys. URSS, 8 (1944) 331.

(51) M. GOLDHABER et E. TELLER, Phys. Rev. 74 (1948) 1046.

(52) H. STEINWEDEL et J.D. JENSEN, Z. Naturforsch, 5a (1950) 413.

(53) DANOS (M.), Lectures at University of Maryland, Technical report 221, N.B.S. Washington D.C., 1961.
M. DANOS, Nucl. Phys. 5 (1958) 23.

(54) M. HUBER, Am. J. Phys. 35 (1967) 685.

(55) E.V. INOPIN, Zh. Eksp. Theor. Fiz. 38 (1960) 992
(Soviet Phys. J.E.T.P. 11 (1960) 714).

(56) K. OKAMOTO, Phys. Rev. 110 (1958) 143.

(57) K.E.G. LÖBNER, M. VETTER et V. HÖNIG, Nuclear Data Tables, 7 n°5 (1970) 495.

(58) C. MAHAUX et H.A. WEIDENMULLER, Nucl. Phys. A91 (1967) 241.

(59) M. DANOS et W. GREINER, Phys. Rev. B134 (1964) 284.

(60) M. DANOS et W. GREINER, Phys. Rev. B138 (1965) 876.

(61) R.R. HARVEY, J.T. CALDWELL, R.L. BRAMBLETT et S.C. FULTZ, Phys. Rev. B136 (1964) 126.
S.C. FULTZ, R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL et N.A. KERR, Phys. Rev. 127 (1962) 1273.

(62) E. HAYWARD, Photonuclear Reactions in Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions, Ed. Oliver-Boyd, 1965.

J.P. DAVIDSON, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 105.

B.M. SPICER, The Giant Dipole Resonance in Advances in Nuclear Physics (Plenum Press) vol. 2, 1969.

(63) C. MAPLES, G.W. GOTH et J. CERNY, Nuclear Data, 2 (n°5 et 6) (1966).

(64) R. BERGERE, H. BEIL, P. CARLOS et A. VEYSSIERE, Nucl. Phys. A133 (1969) 417.
R. BERGERE, H. BEIL et A. VEYSSIERE, Nucl. Phys. A122 (1968) 463.

(65) C. SCHUHL, Thèse, Faculté des Sciences, Paris, 1962.

(66) E.G. FULLER et M.S. WEISS, Phys. Rev. 112 (1958) 560.

(67) R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, G.F. AUCHAMPAUGH et S.C. FULTZ, Phys. Rev. 129 (1963) 2723.

(68) B.L. BERMAN, M.A. KELLY, R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, H.S. DAVIS et S.C. FULTZ, Phys. Rev. 185 (1969) 1576.

(69) R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, B.L. BERMAN, R.R. HARVEY et S.C. FULTZ, Phys. Rev. 148 (1966) 1198.

(70) R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, R.R. HARVEY et S.C. FULTZ, Phys. Rev. B133 (1964) 869.

(71) E.G. FULLER et E. HAYWARD, Nucl. Phys. 30 (1962) 613.

(72) P. AXEL, J. MILLER, C. SCHUHL, G. TAMAS et C. TZARA, J. Phys. 27 (1966) 262.

(73) M.A. KELLY, B.L. BERMAN, R.L. BRAMBLETT et S.C. FULTZ, Phys. Rev. 179 (1969) 1194.

(74) E. AMBLER, E.G. FULLER et H. MARSHAK, Phys. Rev. B138 (1965) 117.

(75) S.C. FULTZ, R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL et N.A. KERR, Phys. Rev. 127 (1962) 1273.

(76) I. LINDGREN, α,β,γ ray spectroscopy, 2 (1966) 1621.

(77) A.E.S. GREEN, Phys. Rev. 95 (1954) 1006.

(78) P.H. STELSON et L. GRODZINS, Nuclear Data, 1 n°1 (1965)

(79) J. LE TOURNEUX, Phys. Letters, 13 (1964) 325.

(80) M. HUBER, M. DANOS, H.J. WEBER et W. GREINER, Phys. Rev. 155 (1967) 1073.

(81) H. ARENHÖVEL, M. DANOS et W. GREINER, Phys. Rev. 157 (1967) 1109.

(82) A. DE SHALIT et I. TALMI, Nuclear Shell Theory, Academic Press, 1963, p. 128.

(83) T. URBAS et W. GREINER, Z. Physik, 196 (1966) 44.

(84) H. STOCK et H. ARENHÖVEL, Z. Physik, 212 (1968) 83.

(85) D. DRECHSEL, J.B. SEABORN et W. GREINER, Phys. Rev. 162 (1967) 983.

(86) B.C. COOK, D.R. HUTCHINSON, R.C. WARING, J.N. BRADFORD, R.G. JOHNSON et J.E. GRIFFIN, Phys. Rev. 143 (1966) 730.

(87) R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, B.L. BERMAN, R.R. HARVEY et S.C. FULTZ, Phys. Rev. 148 (1966) 1198.

(88) P.H. CANNINGTON, R.J.J. STEWART, B.M. SPICER et M. HUBER, Nucl. Phys. A109 (1968) 385.

(89) R.E. SUND, V.V. VERBINSKI et L.A. KULL, Phys. Rev. C (1970) 1129.

(90) M. DANOS, W. GREINER et C.B. KOHR, Phys. Rev. B138 (1965) 1055.

(91) H. BEIL, R. BERGERE, P. CARLOS, A. LEPRETRE, A. VEYSSIERE et A. PARLAG, Nucl. Phys. A172 (1971) 426.

(92) P. CARLOS, H. BEIL, R. BERGERE, A. LEPRETRE et A. VEYSSIERE, Nucl. Phys. A172 (1971) 437.

(93) K. KUMAR et M. BARANGER, Nucl. Phys. A110 (1968) 529.

(94) G. GNEUSS, V. MOSEL et W. GREINER, Phys. Letters, 30B (1969) 397 et Phys. Letters, 31B (1970) 269.

(95) V. REZWANI, G. GNEUSS et H. ARENHÖVEL, Phys. Rev. Letters, 25 (1970) 1667.

(96) B.R. MOTTELSON et S.G. NILSSON, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selskab, 1 n°8 (1959).

(97) P.K. SHELINE, R.A. KENEFICK, C.L. NEALY et T. UDAGAWA, Phys. Letters, 18 (1965) 330.

(98) O.V. VASILIJEV, G.N. ZALESNY, S.F. SEMENKO et V.A. SEMENOV, Phys. Letters, 30B (1969) 97.

(99) S.F. SEMENKO, O.V. VASILIJEV et V.A. SEMENOV, Phys. Letters, 31B (1970) 429.

(100) M. DANOS et W. GREINER, Phys. Letters, 8 (1964) 113.

(101) R. CHAPMAN, W. MC. LATCHIE et J.E. KITCHING, Phys. Letters, 31B (1970) 292.

(102) O.V. VASILIJEV, G.N. ZALESNY, S.F. SEMENKO et S.A. SEMENOV, Yadern. Fiz. 3 (1969) 460.

(103) M. DANOS, W. GREINER et C.B. KOHR, Phys. Rev. 151 (1966) 761.

(104) R. LIGENSA et W. GREINER, Nucl. Phys. A92 (1967) 673.

(105) S.C. FULTZ, R.L. BRAMBLETT, B.L. BERMAN, J.T. CALDWELL et M.A. KELLY, Phys. Rev. 186 (1969) 1255.

(106) W. BRENIG, Theory of the Giant Dipole Resonance in Advance in Theoretical Physics, (Academic Press), 1 (1965) 59.

(107) S.G. BUCCINO, C.E. HOLLANDSWORTH, H.W. LEWIS et P.R. BEVINGTON, Nucl. Phys. 60 (1964) 17.

(108) V. FACCHINI, M.G. MARCAZZAN, L. MILAZZO-COLI et E. SAETTA-MENICHELLA, Energia Nucleare, 15 (1968) 54.

(109) G.S. MUTCHLER, M.I.T., Thèse, 1966.

(110) T. ERICSON, Adv. in Phys. 9 (1960) 425.

(111) J.R. CALARCO, University of Illinois, Thesis, 1969.

(112) J.J. GRIFFIN, Phys. Rev. Letters, 17 (1966) 478.

(113) M. BLANN et F.M. LANZAFAME, Nucl. Phys. A142 (1970) 559.

(114) W.H. BASSICHIS et F. SCHECK, Phys. Rev. 145 (1966) 771.

(115) D.H. WILKINSON, Physica, 22 (1956) 1039.

(116) J.P. ELLIOTT et B.H. FLOWERS, Proc. Roy. Soc. (London) A242 (1957) 57.

(117) G.E. BROWN et M. BOLSTERLI, Phys. Rev. Letters, 3 (1959) 472.

(118) M.K. PAL, Theory of Nuclear Structure in Trieste Lectures, 1969.

(119) G.E. BROWN, Unified Theory of Nuclear Models (North Holland publishing company), 1964.

(120) V. GILLET, Thèse, Paris, 1962.

V. GILLET, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, (Academic Press), 36 (1966).

(121) C. BLOCH, Le problème à N corps, Cours Saclay 1960-1962.

(122) V. GILLET et N. VINH MAU, Nucl. Phys. 54 (1964) 321.

(123) V. GILLET et E.A. SANDERSON, Nucl. Phys. 54 (1964) 472.

(124) V. GILLET, A.M. GREEN et E.A. SANDERSON, Nucl. Phys. 88 (1966) 321.

(125) C. BLOCH et V. GILLET, Phys. Letters, 16 (1965) 62 et Phys. Letters, 18 (1965) 58.

126) C. MAHAUX et H.A. WEIDENMÜLLER, Shell-Model Approach to Nuclear Reactions (North Holland Publishing company), 1969.

(127) J. RAYNAL, M.A. MELKANOFF et T. SAWADA, Nucl. Phys. A101 (1967) 369.

(128) N.A. BURGOV, G.V. DANILYAN, B.S. DOLBILKIN, L.E. LAZAREVA et F.A. NIKOLAEV, Sov. Phys. J.E.T.P. 16 (1963) 50.

(129) M. SUFFERT, communication privée.

(130) N.G. PUTTASWAMY et D. KOHLER, Phys. Letters, 20 (1966) 288.

(131) C. MAHAUX et A.M. SARUIS, Nucl. Phys. A138 (1969) 481.

(132) H. EJIRI et J.P. BONDORF, Phys. Letters, 28B (1968) 304.

(133) S. FALLIEROS, B. GOULARD et R.H. VENTER, Phys. Letters, 19 (1965) 398.
B. GOULARD et S. FALLIEROS, Canadian J. Phys. 45 (1967) 3221.
J. BERGERON, B. GOULARD et R.H. VENTER, Canadian J. Phys. 46 (1968) 2771.
B. GOULARD, T.A. HUGHES et S. FALLIEROS, Phys. Rev. 176 (1968) 1345.
T.A. HUGHES et S. FALLIEROS, in Nuclear Isospin (Academic Press), 1969.
S. FALLIEROS et B. GOULARD, Nucl. Phys. A147 (1970) 593.

(134) A.M. LANE, Nucl. Phys. 35 (1962) 676.

(135) H. BEIL, R. BERGERE, P. CARLOS et A. VEYSSIERE, Compt. Rend. B269 (1969) 216.
P. CARLOS, International Winter Meeting on Nuclear Physics (Villars, 1970).
P. CARLOS, A. VEYSSIERE, R. BERGERE, H. BEIL et A. LEPRETRE, Colloque sur les Mécanismes des Réactions Nucléaires (Grenoble, 1970).
A. VEYSSIERE, H. BEIL, R. BERGERE, P. CARLOS et A. LEPRETRE, Nucl. Phys. A159 (1970) 561.

(136) J. MILLER, C. SCHUHL et C. TZARA, Nucl. Phys. 32 (1962) 236.

(137) R.R. HARVEY, J.T. CALDWELL, R.L. BRAMBLETT et S.C. FULTZ, Phys. Rev. 136B (1964) 126.

(138) M. DANOS et E.G. FULLER, Ann. Rev. Nucl. Sci. 15 (1965) 29.

(139) T. TOMIMASU, J. Phys. Soc. Japan, 25 (1968) 655.

(140) B.I. GORYACHEV, V.S. ISHKANOV et V.G. SCHEVCHENKO, J.E.T.P. Letters, 7 (1968) 161 (Sov. Phys.).

(141) E.G. FULLER et E. HAYWARD, Nucl. Phys. 33 (1962) 431.

(142) V. GILLET, A.M. GREEN et E.A. SANDERSON, Nucl. Phys. 88 (1966) 321.

(143) V.V. BALASHOV et N.M. KABACHNIK, Phys. Letters, 25B (1967) 316.

(144) T.T.S. KUO, J. BLOMQVIST et G.E. BROWN, Phys. Letters, 31B (1970) 93.

(145) T.T.S. KUO et G.E. BROWN, Nucl. Phys. 85 (1966) 40.
T.T.S. KUO, Nucl. Phys. A122 (1968) 325.

(146) J.A. NOLEN, J.P. SCHIFFER et N. WILLIAMS, Phys. Letters, 27B (1968) 1.
H.A. BETHE et P.J. SIEMENS, Phys. Letters, 27B (1968) 549.

(147) E.H. AUERBACH, H.M. QURESHI et M.M. STERNHEIM, Phys. Rev. Letters, 21 (1968) 162.

(148) S.M. PEREZ, Phys. Letters, 33B (1970) 317.

(149) R.F. BARRETT et P.P. DELSANTO, Phys. Letters, 34B (1971) 110.

(150) M. DANOS et W. GREINER, Phys. Rev. 146 (1966) 708.

(151) C. MAHAUX et H.A. WEIDENMÜLLER, Phys. Rev. 170 (1968) 847.

(152) A.M. SARUIS et M. MARANGONI, Nucl. Phys. A132 (1969) 433.

(153) B. BUCK et A.D. HILL, Nucl. Phys. A95 (1967) 271.

(154) V. GILLET, Conférence Internationale sur les Propriétés des Etats Nucléaires (Montréal, 1969).

(155) C.D. BOWMAN, R.J. BAGLAN et B.L. BERMAN, Phys. Rev. Letters, 23 (1969) 796.

(156) R.J. BAGLAN, C.D. BOWMAN et B.L. BERMAN, Phys. Rev. C3 (1971) 672.

(157) P. AXEL, K. MIN, N. STEIN et D.C. SUTTON, Phys. Rev. Letters, 10 (1963) 299.

(158) P.R. CHRISTENSEN, B. HERSKIND, R.R. BURCHERS et L. WESTGAARD, Nucl. Phys. A102 (1967) 481.

(159) C.A. WIEDNER, A. HEUSLER, J. SOLF et J.P. WURM, Nucl. Phys. A103 (1967) 433.

(160) D. VON EHRENSTEIN, G.G. MORRISON, J.A. NOLEN et N. WILLIAMS, Phys. Rev. C1 (1970) 2066.

(161) K. YAGI, T. ISHIMATSU, Y. ISHIZAKI et Y. SAJI, Nucl. Phys. A121 (1968) 161.

(162) A. CHAUMEAUX, G. BRUGE, H. FARAGGI et J. PICARD, Nucl. Phys. A164 (1971) 176.

(163) P. VON BRENTANO, W.J. BRAITHWAITE, J.G. CRAMER, W.W. EDISON et G.W. PHILLIPS, Phys. Letters, 26B (1968) 448.

(164) P.A. MOORE, P.J. RILEY, C.M. JONES, M.D. MANCUSI et J.L. FOSTER, Phys. Rev. Letters, 22 (1969) 356.

(165) H. EJIRI, P. RICHARD, S. FERGUSON, R. HEFFNER et D. PERRY, Phys. Rev. Letters, 21 (1968) 373.

(166) K. SHODA, Tohoku University Report TUEL 11 (1970).

(167) P. CARLOS, International Winter Meeting on Nuclear Physics (Villars, 1970).
P. CARLOS, A. VEYSSIERE, R. BERGERE, H. BEIL et A. LEPRETRE, Colloque sur les Mécanismes des Réactions Nucléaires (Grenoble, 1970).
R. BERGERE, P. CARLOS, A. VEYSSIERE et H. BEIL, Contribution to Int. Conf. on Properties of Nuclear States, Montréal, 1969, p. 352.
P. CARLOS, H. BEIL, R. BERGERE, A. LEPRETRE, A. VEYSSIERE et M. SUGAWARA, Colloque de la Société Française de Physique, Evian, 1971, D.II.5.
A. LEPRETRE, H. BEIL, R. BERGERE, P. CARLOS, A. VEYSSIERE et M. SUGAWARA, Nucl. Phys. A175 (1971) 609.

(168) H. MORINAGA, Z. Phys. 188 (1965) 182.

(169) P.F. YERGIN et B.P. FABRICAND, Phys. Rev. 104 (1956) 1334.

(170) B.L. BERMAN, J.J. CALDWELL, R.R. HARVEY, M.A. KELLY, R.L. BRAMBLETT et S.C. FULTZ, Phys. Rev. 162 (1967) 1098.

(171) F.W.K. FIRK, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20 (1970) 39.

(172) V. GILLET, B. GIRAUD et M. RHO, Nucl. Phys. A103 (1967) 257.

(173) W.P. BERES et M. DIVADEENAM, Phys. Rev. Letters, 20 (1968) 938.
W.P. BERES et M. DIVADEENAM, Nucl. Phys. A117 (1968) 143.

(174) M.M. STAUTBERG, J.J. KRAUSHAAR et B.W. RIDLEY, Phys. Rev. 157 (1967) 977.

(175) J. PICARD et G. BASSANI, Nucl. Phys. A131 (1969) 636.

(176) G. BASSANI et J. PICARD, Nucl. Phys. A131 (1969) 653.

(177) H. TAKETANI, M. ADACHI, Y. YOSHIDA et K. ASHIBE, Phys. Letters, 27B (1968) 499.

(178) M. HASINOFF, G.A. FISHER, H.M. KUAN et S.S. HANNA, Phys. Letters, 30B (1969) 337.

(179) K. SHODA, M. SUGAWARA, T. SAITO et H. MIYASE, Phys. Rev. Letters, 23 (1969) 800.

(180) J.L. BLACK, M.M. ISLAM, G.A. JONES, G.C. MORRISON et R.B. TAYLOR, Nucl. Phys. A92 (1967) 365.

(181) P. AXEL, D.M. DRAKE, S. WHETSTONE et S.S. HANNA, Phys. Rev. Letters, 19 (1967) 1343.

(182) P. PAUL, communication privée.

(183) S.M. SHAFROTH et G.J.F. LEGGE, Nucl. Phys. A107 (1968) 181.

(184) E.R. COSMAN, R. KALISH, D.D. ARMSTRONG et H.C. BRITT, Phys. Rev. C1 (1970) 945.

(185) J.D. VERGADOS et T.T.S. KUO, Nucl. Phys. A168 (1971) 225.

(186) H. ARENHOVEL et J.M. MAISON, Nucl. Phys. A147 (1970) 305.

(187) C.P. WU, F.W.K. FIRK et B.L. BERMAN, Phys. Letters, 32B (1970) 675.

(188) B.M. SPICER, Adv. Nucl. Phys. 2 (1969), Plenum Press.

(189) TEMMER, 1970, communication privée.

(190) J.D. FOX, C.F. MOORE et D. ROBSON, Phys. Rev. Letters, 12 (1964) 198.

(191) T.P. WANG et J.W. CLARK, Prog. Theoret. Phys. 34 (1965) 776.

(192) G. RIPKA et J. GILLESPIE, Phys. Rev. Letters, 25 (1970) 1624.

(193) H.R. COLLARD, L.R.B. ELTON et R. HOFSTADTER, Nuclear Radii, Springer Verlag, Berlin, 1967.

(194) J.B. BELLICARD, P. LECONTE, T.H. CURTIS, R.A. EISENSTEIN, D. MADSEN et C. BOCKELMAN, Nucl. Phys. A143 (1970) 213.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données

Vu et approuvé :

Orsay, le 26 Janvier 19 72

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :